



Propagation des petites fissures de fatigue dans les zones de concentration de contraintes dans le superalliage N18

Frédéric Sansoz

► To cite this version:

Frédéric Sansoz. Propagation des petites fissures de fatigue dans les zones de concentration de contraintes dans le superalliage N18. Sciences de l'ingénieur [physics]. École Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2000. Français. NNT : . pastel-00000970

HAL Id: pastel-00000970

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00000970>

Submitted on 11 Jan 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



N° attribué par la bibliothèque

|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|

T H E S E

pour obtenir le grade de
Docteur de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris
Spécialité "Sciences et Génie des Matériaux"

présentée et soutenue publiquement par

Frédéric SANSOZ

le 22 Février 2000

Propagation des petites fissures de fatigue dans les zones
de concentration de contraintes dans le superalliage N18

Directeur de thèse : André PINEAU

(document provisoire)

Jury

M. Philippe BOMPARD, Ecole Centrale de Paris

M. Gilbert HENAFF, ENSMA

M. Gilles ROUSSELIER, EDF

Jacques BESSON, Ecole des Mines de Paris

Mme. Sylvie POMMIER, Ecole Centrale de Paris

M. Bruno BRETHERS, SNECMA

Examineur

Rapporteur

Rapporteur

Examineur

Examineur

Examineur

**Centre des Matériaux P.M. Fourt de l'Ecole des Mines de Paris,
B.P. 87, 91003 Evry Cedex**

"Le peu que je sache, je veux le faire connaître afin qu'un autre, meilleur que je suis,
découvre la vérité, et que l'œuvre qu'il poursuit sanctionne mon erreur.
Je m'en réjouirai pour avoir été, malgré tout, cause que cette vérité se fasse jour."

- Albrecht Dürer -
Peintre (1470-1528)

Sommaire

CHAPITRE I : Introduction générale.....	1
I.1 Le problème industriel	3
I.2 Les effets de petite fissure de fatigue	7
I.3 Objectifs	17
Bibliographie du chapitre I	19
 PARTIE A : PROPRIETES MICROSTRUCTURALES ET	
MECANIQUES DU MATERIAU DE L'ETUDE.....	23
 CHAPITRE II : Propriétés microstructurales du superalliage N18.....	25
II.1 Mise en œuvre de l'alliage N18	27
II.2. Composition chimique et rôle de la précipitation	29
II.3 Microstructures de l'alliage N18 à grains fins	33
II.4 Microstructure de l'alliage N18 à gros grains	34
Bibliographie du chapitre II	35
 CHAPITRE III : Vitesses d'avancée des fissures longues	
dans l'alliage N18 à haute température	37
III.1 Vitesses de propagation des fissures en fatigue-fluage à 650°C	
dans l'alliage N18 à grains fins	39
III.2 Vitesses d'avancée des fissures de surface longues	43
Bibliographie du chapitre III	53
 CHAPITRE IV : Caractérisation et modélisation	
du comportement mécanique à haute température du superalliage N18	55
IV.1 Comportement mécanique de l'alliage N18	57
IV.2 Modélisation numérique du comportement en fatigue-relaxation à 650°C	63
Bibliographie du chapitre IV	77

PARTIE B : MESURES EXPERIMENTALES79

CHAPITRE V : Vitesses d'avancée des petites fissures

dans les éprouvettes entaillées symétriques.....	81
V.1 Procédures expérimentales	83
V.2 Vitesses d'avancée de petite fissure en fond d'entaille dans l'alliage N18 à grains fins	89
V.3 Comparaisons avec les résultats obtenus dans la littérature	95
Bibliographie du chapitre V	99

PARTIE C : CALCULS DES PARAMETRES DE CHARGEMENT

DANS LES EPROUVETTES ENTAILLEES SYMETRIQUES.....101

CHAPITRE VI : Etude du chargement élasto-viscoplastique en fond d'entaille 103

VI.1 Facteur de concentration de contrainte (calcul élastique théorique)	105
VI.2 Champs de contraintes élasto-plastiques	109
VI.3 Champs viscoplastiques calculés par la méthode des éléments finis	113
VI.4 Conclusions	119
Bibliographie du chapitre VI	121

CHAPITRE VII : Calculs du Facteur d'Intensité de Contraintes, ΔK ,

d'une fissure de surface soumise à un gradient de contraintes.....	123
VII.1 Revue bibliographique	124
VII.2 Calculs du FIC appliqués à l'éprouvette entaillée symétrique	131
VII.3 Prise en compte de la plasticité cyclique en fond d'entaille	133
Bibliographie du chapitre VII	143

CHAPITRE VIII : Etude 3D de la fermeture d'une fissure de surface

sous un gradient de contraintes.....	147
VIII.1 Les effets de fermeture de fissure (Revue Bibliographique)	149
VIII.2 Calculs numériques de la fermeture au cœur de l'éprouvette	162
VIII.3 Calculs de la fermeture à la surface de l'éprouvette	181
VIII.4 Comparaisons avec le modèle de Newman	184
Bibliographie du chapitre VIII	197

PARTIE D : DISCUSSION	201
CHAPITRE IX : Résultats et discussion	203
IX.1 Essais d'interprétation de l'effet d'une pré-déformation cyclique sur les vitesses de propagation des petites fissures	205
IX.2 Vitesses de propagation des petites fissures dans les zones entaillées	209
IX.3 Applications à l'alliage N18 à gros grains	219
Bibliographie du chapitre IX.....	229
 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	 231
 ANNEXES	 235
ANNEXE A : Procédés d'élaboration par métallurgie des poudres des disques de turbine en alliage N18 filé forgé	237
ANNEXE B : Procédures expérimentales	239
 ANNEXE C : Lois de comportement de l'alliage N18 à 650°C et 450°C	 252
ANNEXE D : Dépôt de micro-grilles d'or au fond des entailles de l'éprouvette entaillée symétrique	260
ANNEXE E : Formulaire des facteurs d'intensité de contraintes	265
 ANNEXE F : Compléments sur les calculs numériques de propagation de fissure par libération de nœuds	270
ANNEXE G : Compléments sur le modèle de fermeture de fissure de Newman	279
 Bibliographie des annexes	 287

Nomenclature

Longueurs physiques

a	Profondeur d'une fissure de surface
c	Longueur mesurée en surface d'une fissure
a/c	Rapport de forme d'une fissure de surface
i	Distance entre les stries ou interstrie

Paramètres mécaniques

E	Module d'Young
ν	Coefficient de Poisson
σ_0	Limite d'élasticité théorique
$R_{p0.2}$	Limite d'élasticité à 0.2 % de déformation
$R_{p0.2}^c$	Limite d'élasticité cyclique à 0.2 % de déformation
σ_M	Résistance à la rupture
A	Allongement réparti
Z	Réduction de section
σ	Contrainte locale dans le sens de la sollicitation
ϵ	Déformation totale locale dans le sens de la sollicitation
S	Contrainte macroscopique appliquée
S_{nom}	Contrainte nominale appliquée
S_{max}	Contrainte nominale maximale appliquée
S_{min}	Contrainte nominale minimale appliquée
S_{ouv}	Contrainte appliquée à l'ouverture de la fissure
S_f	Contrainte appliquée à la fermeture de la fissure
K_t	Rapport de concentration de contraintes ($= \sigma_{max}/S_{nom}$)
$K_t(x)$	Rapport de concentration de contraintes à une distance x du fond d'entaille
K_f	Coefficient de réduction de résistance à la fatigue
q	Coefficient de sensibilité à l'entaille
R	Rapport de charge ($= S_{min}/S_{max}$)
R_ϵ	Rapport de charge à déformation imposée ($= \epsilon_{min}/\epsilon_{max}$)
K	Facteur d'intensité de contraintes
ΔK	Amplitude du facteur d'intensité de contraintes ($= K_{max} - K_{min}$)
K_{ouv}	Facteur d'intensité de contraintes à l'ouverture de la fissure
K_{ferm}	Facteur d'intensité de contraintes à la fermeture de la fissure
ΔK_{eff}	Amplitude effective du Facteur d'intensité de contraintes ($= K_{max} - K_{ouv}$)
U	Coefficient de fermeture au sens de Elber
J	Intégrale de contour
V(a,x)	Ouverture des lèvres d'une fissure de longueur a à l'abscisse x
m(a,x)	Fonction de poids analytique d'une fissure de longueur a à l'abscisse x

Abréviations

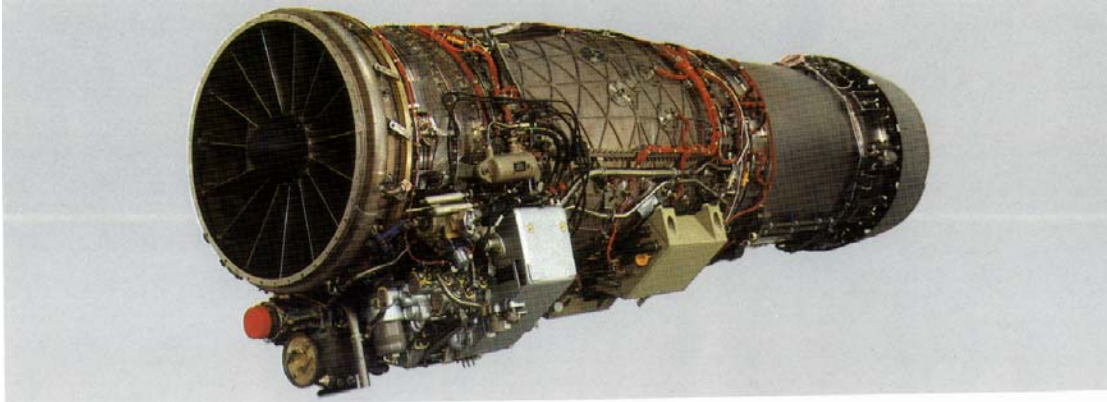
CT	Compact Tension Specimen
CTOD	Crack Tip Opening Displacement
CCT	Center Crack Tension Specimen
SENT	Single Edge Notch Tension Specimen
LEFM	Linear Elastic Fracture Mechanics
EPFM	Elastic Plastic Fracture Mechanics
FIC	Facteur d'Intensité de Contraintes
10-300-10	Chargement de 10 s + temps de maintien de 300 s + déchargement de 10 s
10-10	Chargement de 10 s + déchargement de 10 s
SNECMA	Société Nationale d'Etudes et de Constructions de Moteurs Aéronautiques

CHAPITRE I :

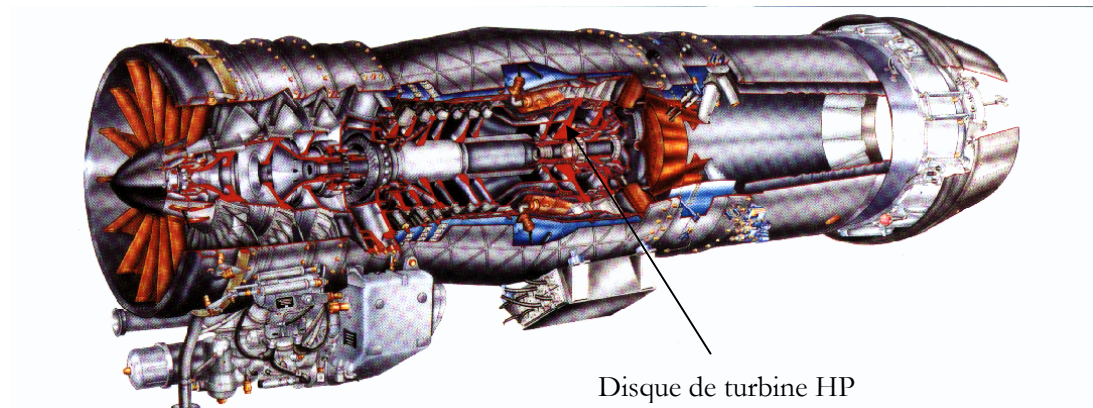
Introduction générale

I.1 Le problème industriel	3
I.1.1 Les superalliages dans les moteurs aéronautiques	3
I.1.2 Calculs de durée de vie en fissuration des disques de turbine HP	3
I.1.3 Conditions de sollicitation	5
I.2 Les effets de petite fissure de fatigue	7
I.2.1 Mise en évidence des effets de petite fissure	7
I.2.2 Etudes prenant en compte un gradient de contraintes	11
I.3 Objectifs	17
Bibliographie du chapitre I	19

(a)



(b)



(c)

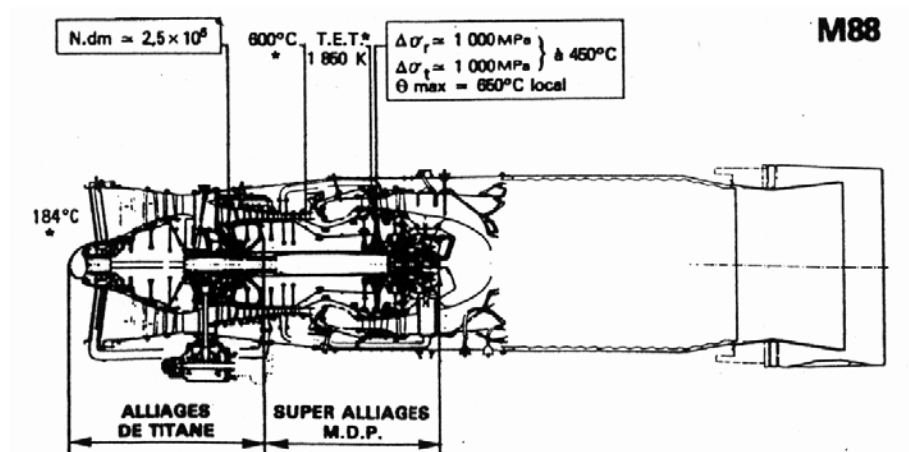


Figure I.1 : sollicitations thermomécaniques dans les moteurs aéronautiques : (a) turboréacteur M88 ; (b) composants intérieurs; (c) répartition des matériaux [documents SNECMA]

I.1 LE PROBLEME INDUSTRIEL

I.1.1 Les superalliages dans les moteurs aéronautiques

Le moteur M88 (figure I.1a) est un turboréacteur de haute technologie fabriqué par SNECMA pour équiper l'avion militaire Rafale. Ses très bonnes performances (poussée/masse) restent liées au choix des ingénieurs confrontés à la mise au point de matériaux pouvant répondre à des conditions de chargements les plus extrêmes. En effet, la poussée, finalité de tout turboréacteur, qui est obtenue par une compression et une détente importante des gaz, est générée par la mise en rotation de pièces et accompagnée d'échauffements importants au niveau de ces structures. Les disques de turbine (figure I.1b) sont notamment le siège de contraintes mécaniques centrifuges couplées à des conditions thermiques élevées pendant de longues périodes (de quelques minutes pour les avions militaires à une dizaine d'heure pour une croisière long courrier). Parmi les matériaux industriels actuels, les superalliages à base Nickel ont trouvé naturellement leur place pour ces composants du moteur situés près du corps de combustion, où les températures dépassent 550°C (figure I.1c), les aciers (trop lourds et limités en résistance au-delà de 500 °C) et les alliages d'aluminium (trop limités en température) ne trouvant que peu d'applications dans les turboréacteurs. Ces superalliages, durcis par précipitation, associent une aptitude remarquable à la mise en oeuvre (sur le plan des capacités à être coulés, forgés, traités thermiquement, usinés, soudés...) à des résistances mécaniques à haute température très supérieures à celles de tous les alliages métalliques. Mais, depuis une dizaine d'années, l'élaboration de nuances très chargées en éléments d'addition (donc très difficiles à homogénéiser) et à teneur en précipités durcissants élevée (au-delà de 50 %) rend le forgeage délicat et a conduit à développer des alliages par compaction de poudres à chaud (métallurgie des poudres). L'alliage N18 (ou NK16CDTA), utilisé pour fabriquer les disques de turbine du M88 et objet de cette étude, en est l'exemple remarquable. Des gammes complexes, pour consolider ce type de matériau, par filage, puis forgeage isotherme, ont permis d'obtenir des propriétés mécaniques statiques (traction et fluage) très élevées jusqu'à 650°C-700°C, au-delà de celles obtenues pour les superalliages élaborés par voies conventionnelles comme l'Inconel 718 ou le Waspaloy (Guédou, 1999).

I.1.2 Calculs de durée de vie en fissuration des disques de turbine HP

La difficulté dans la maîtrise des alliages obtenus par métallurgie des poudres réside dans le contrôle de la " propreté " de l'alliage, c'est-à-dire du taux d'inclusions céramiques entraînées pendant l'élaboration. La présence, même extrêmement faible, de ces défauts microstructuraux, dont la taille ne dépasse pas 100 µm pour les plus grosses, pourrait accidentellement entraîner l'amorçage de petites fissures de fatigue. L'enjeu est donc de calculer la durée de vie des disques en prenant en compte la tolérance au dommage de l'alliage en présence de ces toute petites fissures.

Les évolutions des méthodes de dimensionnement ont conduit les ingénieurs à intégrer les vitesses d'avancée des fissures longues (>0.5 mm) contenues dans les éprouvettes utilisées par la mécanique linéaire de la rupture (LEFM). En effet, les lois prédictives qui en découlent (loi de Paris), se vérifient très bien expérimentalement à partir de chargements simples (contraintes uniformes constantes, contraintes de flexion...). Mais ces calculs de durée de vie sont réalisés sur des structures de plus en plus complexes, comme le montre la photographie I.2 du disque de turbine du moteur M88, nécessitant une analyse plus précise des champs de contraintes et de déformations locaux. De plus, le site d'amorçage des éventuelles fissures de fatigue se trouve être préférentiellement les zones de concentration de contraintes que peuvent représenter les entailles servant à la fixation du pied des aubes de la turbine (rayon d'entaille ≈ 2 mm).

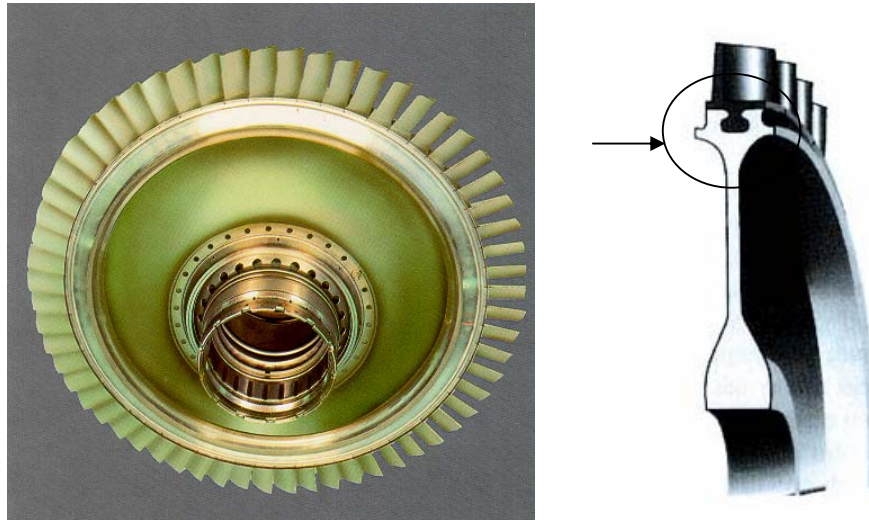


Figure I.2 : Disque de turbine HP du moteur M88 et schématisation d'une coupe radiale (disque + aubes)

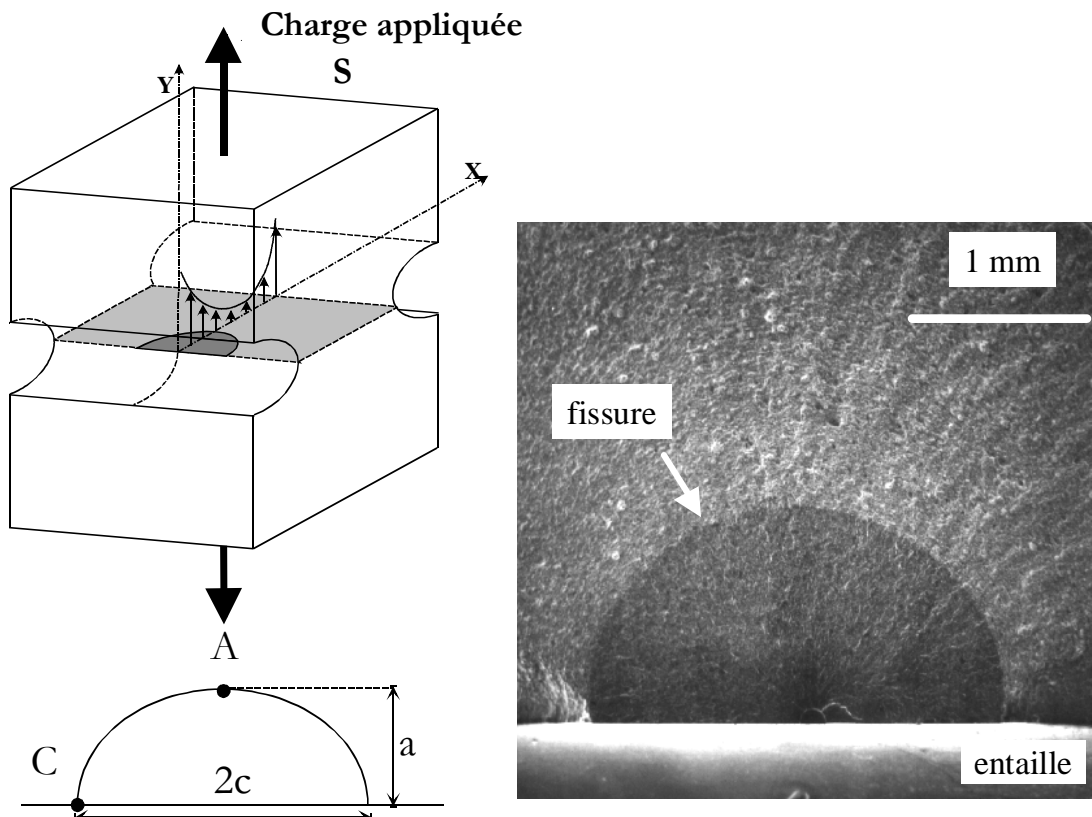


Figure I.3 : fissure superficielle amorcée en fond d'entaille : l'enjeu est de prendre en compte dans le calcul des durées de vie des disques, la forme 3D des petites fissures réelles et la présence d'un gradient de contraintes

Les méthodes actuelles, pour être plus précises, doivent donc prendre en compte non seulement des gradients de contraintes, où le matériau peut être localement sollicité au-delà de sa limite d'élasticité, mais également le fort aspect 3D et la très petite taille des fissures surfaciques ($< 1 \text{ mm}$) qui pourraient s'amorcer sur le défaut initial (figure I.3). Il est donc important de déterminer dans quelle mesure la mécanique de la rupture classique reste applicable en tenant compte de tous ces aspects.

I.1.3 Conditions de sollicitation

I.1.3.1 Modélisation du chargement appliqué

En réalité, le dimensionnement des disques fait également intervenir la forme de la sollicitation à laquelle le disque est soumis. En effet, pour le vol d'un avion militaire, les contraintes appliquées peuvent être approchées en première approximation, par le cycle représenté à la figure I.4a. Ce cycle comprend une mise en charge de 10 s, suivi par un temps de maintien à la charge maximale de 5 minutes et un déchargement de 10 s (cycle 10-300-10). Dans le cas d'un avion civil, il serait nécessaire d'adapter le temps de maintien à des durées plus importantes (plusieurs heures). Dans le cadre de cette étude, nous comparerons le cycle 10-300-10 à un cycle sans temps de maintien (cycle 10-10) représenté également à la figure I.4b. Dans la suite, le rapport $R = S_{\min}/S_{\max}$ désignera le rapport de charge du cycle appliqué.

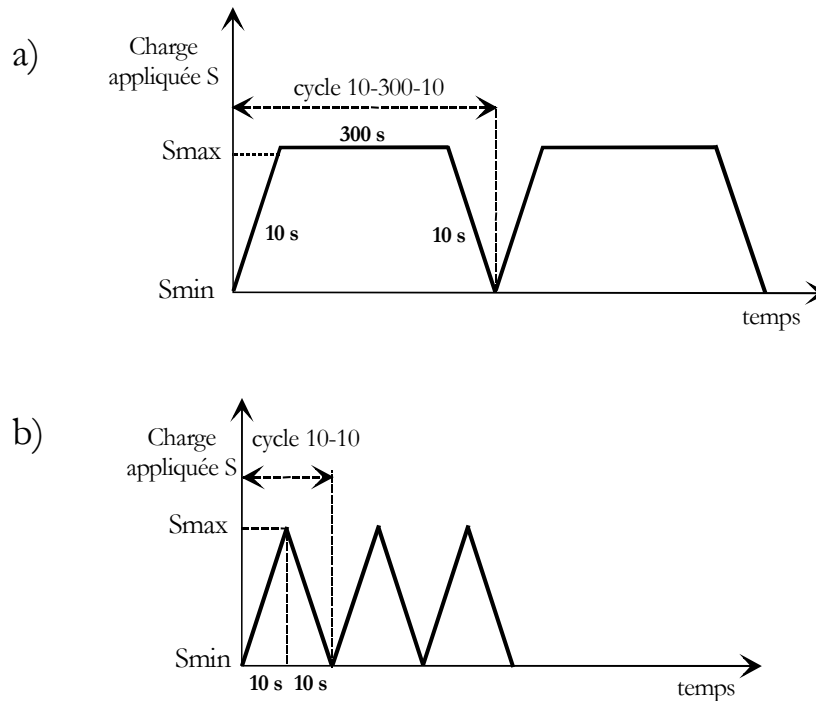


Figure I.4 : cycles mécaniques testés avec temps de maintien de 5 min. à la charge maximale (10-300-10) et sans temps de maintien (10-10)

I.1.3.2 Températures testées

La figure I.5 représente le gradient de températures typiquement observé en service entre le centre et la périphérie du disque. A la périphérie où sont logées les aubes, il est possible d'atteindre

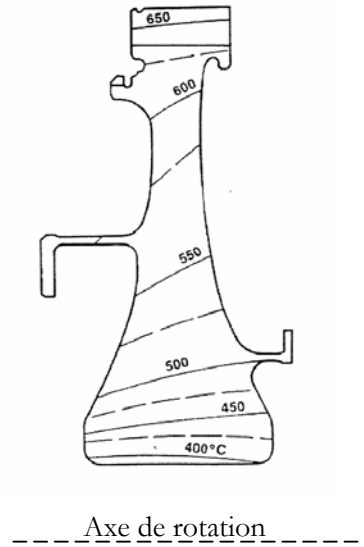


Figure I.5 : schéma de distribution des températures en service du disque de turbine HP du moteur M88 (Honnorat, 1993)

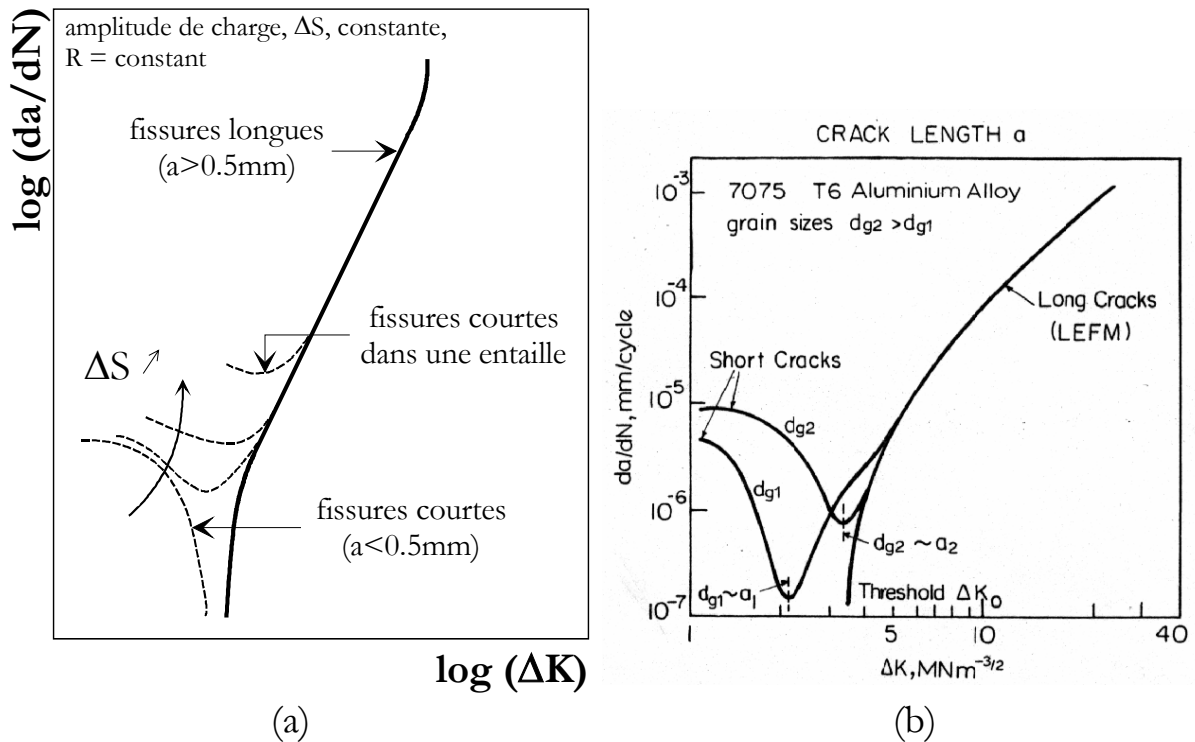


Figure I.6 : représentations schématiques de l'évolution typique des vitesses de fissuration en terme de facteur d'intensité des contraintes, ΔK ; comparaison entre fissures longues et courtes : effet du chargement (d'après Suresh, 1991) et effet de la taille de grain du matériau (Lankford, 1982)

des températures (650 °C) très supérieures à celles obtenues près de l'axe (400 °C). Pour cette raison, nous avons étudié l'alliage N18 à une température de 650 °C. Quelques essais ont cependant été réalisés à une température plus faible (450 °C) et à une température plus élevées (730°C).

I.2 LES EFFETS DE PETITE FISSURE DE FATIGUE

I.2.1 Mise en évidence des effets de petite fissure

I.2.1.1 Définition d'une "petite fissure"

Les fissures de fatigue apparaissant en surface sont définies de deux façons selon leur forme. On distingue, comme le montre la figure I.7, des fissures traversantes pour lesquelles le front de fissure est linéaire (front 2D) et des fissures de surface de front semi-elliptique (front 3D). Ces termes ne définissent en rien le fait qu'une fissure soit longue ou courte. En effet, à titre d'exemple, nous allons très souvent faire référence à des fissures de surface semi-elliptiques qui seront, selon le cas envisagé, des fissures longues ou des fissures courtes. Comme nous allons le voir, les petites fissures de fatigue sont définies, de manière différente, vis-à-vis de leur comportement en propagation.

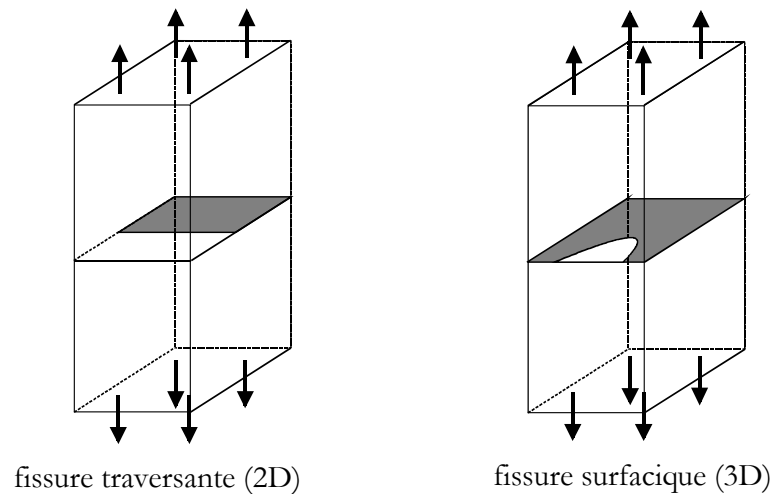
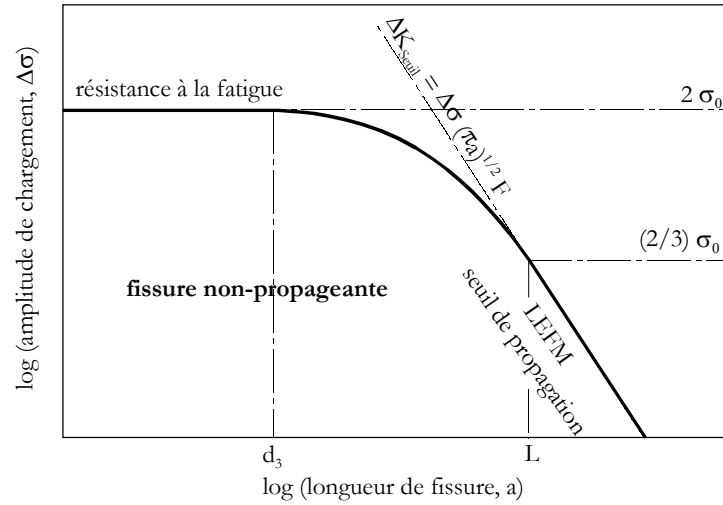


Figure I.7 : les deux fronts typiques de fissure courte : fissure traversante et fissure surfacique de forme semi-elliptique

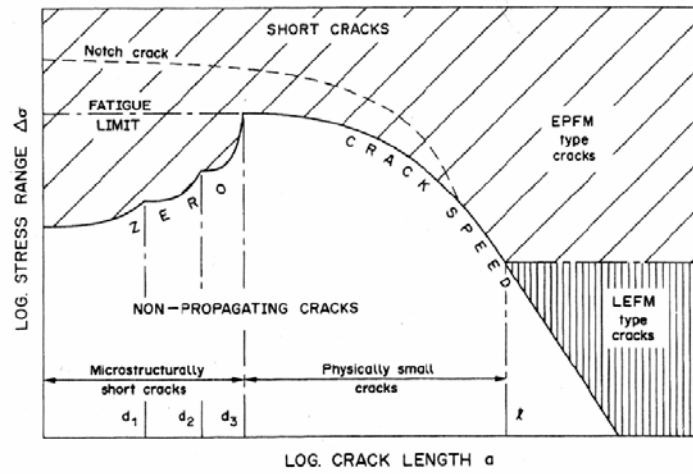
I.2.1.2 Comportement en fatigue des fissures courtes

Le problème étudié est confronté au choix de l'échelle des fissures observées. **Pearson (1975)** a été le premier à observer que des fissures de fatigue de petite taille, inférieures à 0.5 mm, se propagent plus vite que des fissures plus longues, alors que les résultats sont corrélés avec la même amplitude de chargement (ΔK). Dès lors, plusieurs travaux ont été réalisés pour tenter d'expliquer cet "effet de petite fissure". Il est apparu (**Suresh et Ritchie, 1984**), comme le résume la figure I.6, que des avancées de fissure sont observables en deçà du seuil de propagation, communément admis pour des fissures longues. Cet effet est d'autant plus marqué que le chargement est élevé (**Suresh et Ritchie, 1984**) ou que la taille de grain de l'alliage est importante, comme l'a montré **Lankford**

(a)



(b)



(c)

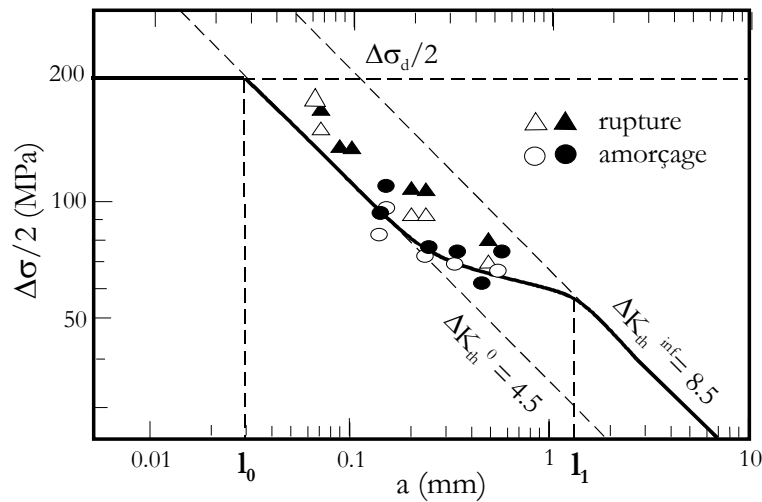


Figure I.8 : domaine de validité de la mécanique de rupture : (a) principe du diagramme de Kitagawa-Takahashi (1976); extension de ce diagramme au cas des petites fissures : (b) par Miller (1987) et (c) par Pineau (1988) (LEFM : Linear Elastic Fracture Mechanics, EPFM : Elastic Plastic Fracture Mechanics)

(1982) sur un aluminium. Il semble donc y avoir une échelle en dessous de laquelle les vitesses des fissures de fatigue peuvent présenter une dépendance vis-à-vis de la taille de la fissure.

Suresh et Ritchie (1984) ont donc proposé les définitions suivantes qui permettent de classer :

- les fissures de fatigue pour lesquelles les dimensions de l'unité métallurgique représentative, la taille de grains par exemple, ne sont plus totalement négligeables par rapport à la taille de la fissure. Cette catégorie représente des fissures "microstructuralement" petites.
- les fissures, se propageant en dehors d'une entaille, pour lesquelles la taille de la zone plastique en pointe de fissure est de même dimension que celle de la fissure elle-même, ou lorsque la fissure est entièrement absorbée dans le champ de déformations plastiques, beaucoup plus important, d'une entaille. Cette catégorie représente des fissures "mécaniquement" petites.
- les fissures de surface qui sont significativement plus grandes que la taille de grain et que leur propre zone plastique, mais qui restent simplement "physiquement" petites vis-à-vis de la longueur des fissures conventionnellement étudiées (au minimum 1 à 2 mm).
- enfin, les fissures qui n'appartiennent à aucune de ces catégories, et qui peuvent être traitées en utilisant la mécanique linéaire de la rupture, mais qui présentent des vitesses anormalement élevées lorsque la fissure est inférieure à une certaine taille, à cause des effets environnementaux de corrosion sous contrainte. Cette catégorie représente parfois des fissures appelées "chimiquement" petites. Nous n'étudierons pas cette catégorie dans le présent mémoire.

Les fissures que nous avons étudiées, se classent dans la catégorie des fissures "mécaniquement" petites. Cependant, nous pouvons apporter quelques nuances. Leur taille, variant de 0.1 mm (taille maximale du défaut initial dans l'alliage) à plus de 1 mm (taille de détection des moyens de contrôle non destructifs), reste significativement plus grande que celle de leur zone plastique (≈ 10 à $100\ \mu\text{m}$), comme nous le verrons dans les chapitres suivants. En revanche, deux microstructures de l'alliage N18 ont été étudiées, l'une comportant des grains fins de l'ordre de $10\text{-}20\ \mu\text{m}$ et l'autre des grains plus gros de l'ordre de $50\text{-}60\ \mu\text{m}$ (chapitre II). Dans le premier cas, nous nous intéresserons donc à des fissures mécaniquement, voire physiquement petites. Dans l'autre cas, il s'agira de fissures mécaniquement, voire microstructuralement petites.

Les travaux de **Miller (1987)** et **Pineau (1988)** ont permis de mieux représenter le comportement des petites fissures. Miller a ainsi rassemblé sous la forme d'un diagramme synthétique (figure I.8b), les domaines de validité de la mécanique de la rupture en fonction du type de fissure identifié selon la classification de Suresh et Ritchie (1984). Le diagramme de Miller est adapté de celui de **Kitagawa-Takahashi (1976)** présenté à la figure I.8a et qui s'applique, en l'absence d'entaille, à des fissures longues. Le diagramme de Kitagawa-Takahashi permet, en effet, de comparer le comportement en fatigue des fissures se trouvant près du seuil de propagation défini par la LEFM, en fonction de l'amplitude de la charge appliquée : en dessous de la courbe seuil de Kitagawa-Takahashi, on considère que les fissures ne peuvent plus se propager. Dans le diagramme de Miller, les "anomalies" de comportement des petites fissures sont prises en compte de la manière suivante. En l'absence d'entaille, les fissures microstructuralement petites peuvent se propager en deçà de la limite de résistance à la fatigue et par des mécanismes discontinus. Mais pour une longueur de fissure supérieure à celle qui caractérise la microstructure ($a > d_3$), les vitesses de propagation des fissures physiquement petites peuvent être représentées en utilisant la mécanique des milieux continus (EPFM ou LEFM). De plus, le diagramme de Miller aborde l'effet d'une entaille sur la propagation de fissure. Dans ce cas, le domaine d'application est moins bien défini et peut aisément couvrir tout le diagramme (voir la courbe en traits pointillés, figure I.8b). Ceci est dû au fait que les contraintes en fond d'entaille sont plus élevées, mais aussi qu'elles vont tendre à diminuer en s'éloignant de l'entaille. Ainsi, en présence d'une entaille, on peut tout aussi bien se

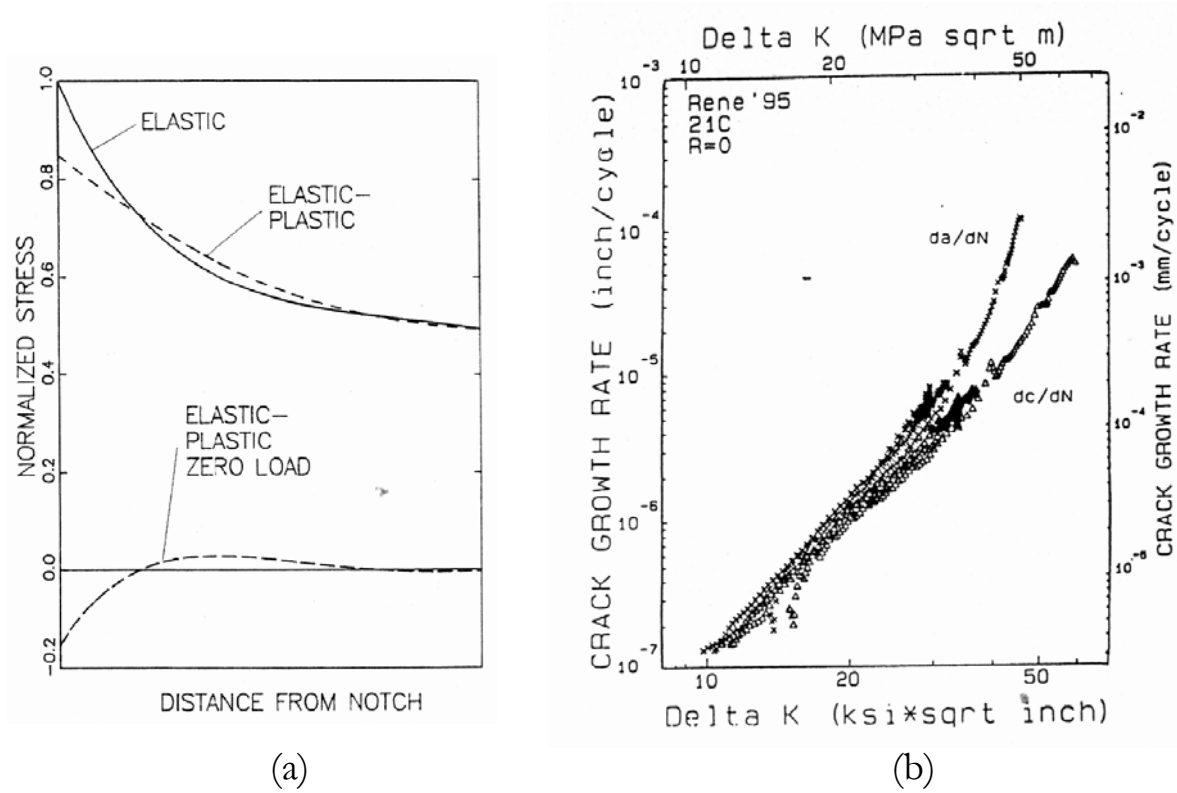


Figure I.9 : le modèle de Van Stone prend en compte : le champ de contraintes élasto-plastiques en fond d'entaille (a); les différences de vitesses de propagation observées à la surface (longueur c) et au cœur (longueur a) de l'éprouvette et illustrées en (b) sur une éprouvette sans entaille (Van Stone et al., 1988)

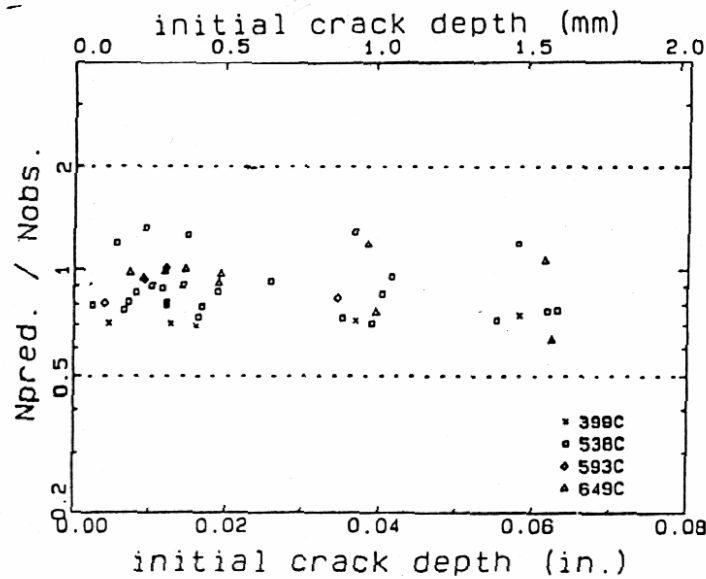


Figure I.10 : le modèle de Van stone et al. (1988) appliqué sur une éprouvette entaillée et des fissures de petites tailles ($>65 \mu m$)

situer dans un régime de fissure longue régie par la LEFM que dans celui d'une fissure non-propagante (vitesses nulles) et provoquer un arrêt de fissure. La première conclusion qui peut être tirée est que, dans le cas d'une entaille, il est important de mesurer la nature de chargement local pour savoir dans quel régime de propagation la fissure va évoluer.

Le deuxième aspect important est la notion de seuil intrinsèque de propagation des petites fissures proposée par Pineau (1988), mais également **Minakawa et al. (1983)**, **Clément et al. (1984)** et **Journet et al. (1989)**. Cette approche prend en compte le fait que le seuil de propagation des petites fissures (ΔK_{th}^0) est inférieur au seuil mesuré sur les fissures longues (ΔK_{th}^{inf}). En effet, ceci apparaît clairement dans la représentation de Kitagawa-Takahashi (figure I.8c), dans laquelle les mesures expérimentales suivent tout d'abord une asymptote de pente $1/2$ obtenue à partir de ΔK_{th}^0 ($= 4.5 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$), puis, tendent pour des longueurs de fissure plus importantes ($a > l_i$), vers l'asymptote obtenue à partir des résultats sur fissures longues ($\Delta K_{th}^{inf} = 8.5 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$). Le passage d'un seuil à l'autre se fait en utilisant le concept de fermeture de fissure découvert par **Elber (1971)**. Dans cette approche, l'amplitude du chargement qui joue effectivement un rôle sur la propagation de la fissure est plus petite que $\Delta K = K_{max} - K_{min}$ et vaut $\Delta K_{eff} = K_{max} - K_{ouv}$ où K_{ouv} est le facteur d'intensité des contraintes à l'ouverture de la fissure. Nous reviendrons plus en détail sur l'effet de fermeture de fissure au chapitre VIII. La conclusion de cette étude est que la spécificité du comportement des petites fissures peut être rattaché à l'effet de fermeture de fissure. Cet effet nécessite un calcul précis du facteur d'intensité des contraintes K_{ouv} en fonction de la longueur de fissure.

I.2.2 Etudes prenant en compte un gradient de contraintes

Les études peuvent être partagées suivant l'importance des contraintes locales rencontrées en fond d'entaille. Les travaux qui sont présentés dans la suite de ce paragraphe, ne constituent pas les seules études, mais sont choisis pour le caractère représentatif de la méthodologie proposée. Dans le reste du mémoire, il sera fait référence à d'autres études sur ce thème, mais pour des points plus précis.

Lorsque que le chargement appliqué S est de faible amplitude ou que l'entaille n'a qu'un faible rapport de concentration de contraintes (faible K_t , voir chapitre VI), le chargement en fond d'entaille reste un gradient de contraintes élastiques.

Travaux de Wu et al. (1998)

Wu et al. (1998) ont proposé une expression empirique pour calculer le facteur d'intensité des contraintes, ΔK , d'une fissure de surface dans une éprouvette comportant une entaille semi-circulaire. Cette expression est du même type que celle de **Newman et Raju (1981)** couramment utilisée pour un chargement uniforme. Elle a été établie à partir de résultats de calculs par éléments finis et l'erreur commise est inférieure à 3%. Elle est donc appliquée à la propagation de petites fissures de fatigue, amorcées sur un défaut naturel, dans une entaille de rayon 3.2 mm ($K_t = 3.15$) et pour un faible niveau de chargement ($S_{max}/\sigma_0 = 0.18$ à 0.42). L'avancée des fissures se fait dès les premiers cycles (10 à 20 % de la durée de vie totale) et les vitesses de propagation ainsi obtenues sont supérieures à celles des fissures longues, notamment lorsque le chargement ΔK est faible. De plus, cet effet semble plus prononcé lorsque des rapports de charge négatifs sont appliqués. Les effets de fermeture de fissure sont alors pris en compte. Un calcul de fermeture de fissure 2D proposé par **Newman et al. (1999)** permet de réduire de façon significative les écarts observés entre fissures longues et fissures courtes.

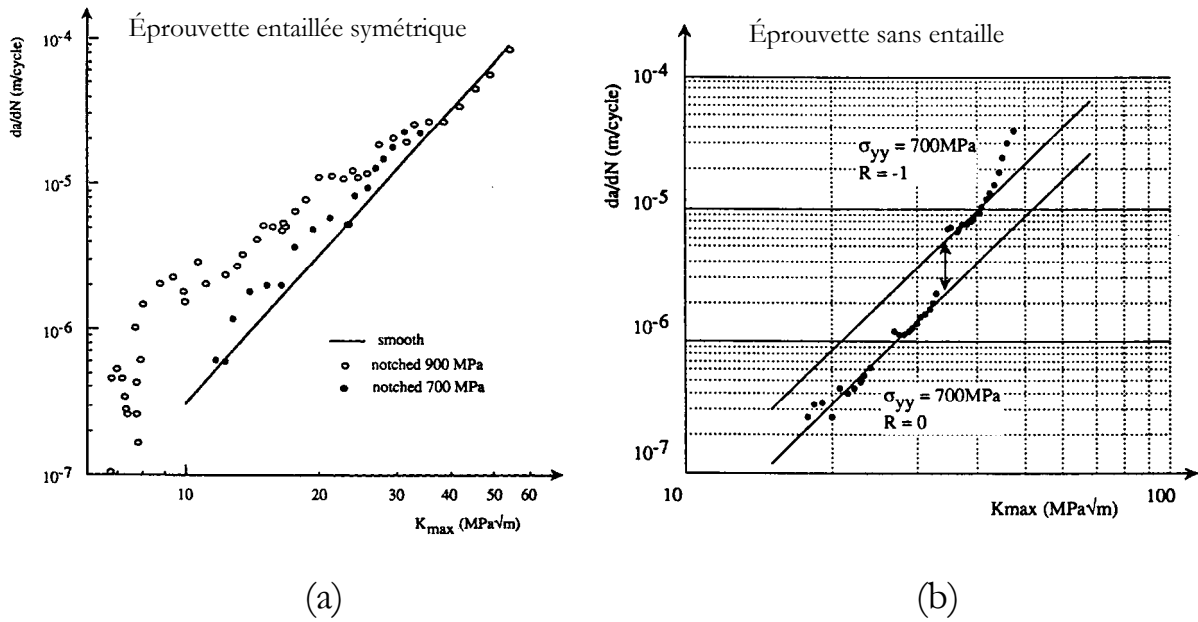


Figure I.11 : effet de la zone de compression induite par une entaille en relation avec l'effet de rapport de charge sur les vitesses de propagation de fissure dans l'alliage N18 (Pommier et al., 1996)

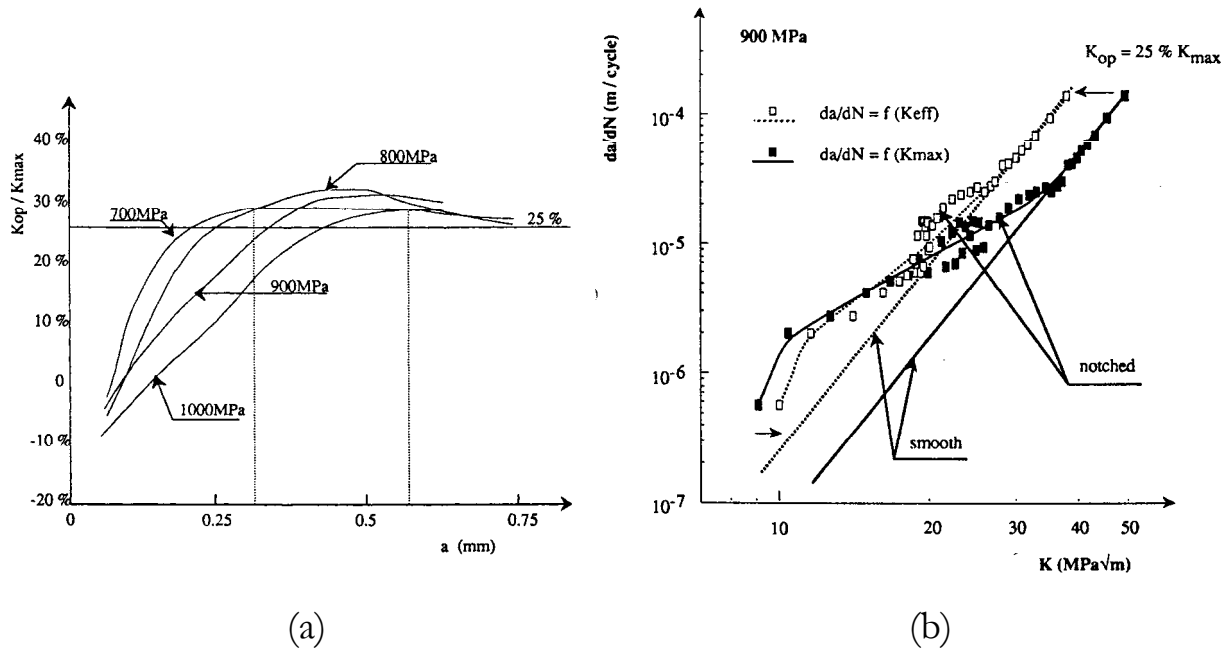


Figure I.12 : Pommier et al. (1996) ont montré qu'en calculant la fermeture de fissure dans une entaille par voie numérique (a), il est possible de décrire de meilleure façon les effets du rapport de charge local négatif sur les vitesses de propagation (b)

Lorsque le chargement appliqué augmente, il est possible de dépasser localement la limite d'élasticité du matériau. Si ce chargement n'est pas trop important, le matériau va, les cycles suivants, s'adapter et se comporter de façon élastique.

Travaux de Van Stone et al. (1988)

Van Stone et al. (1988) ont étudié deux superalliages base Nickel également utilisés dans la fabrication des disques de turbine, l'Inconel 718 et le René 95. Dès le premier cycle, le chargement appliqué conduit à une plastification localisée au fond de l'entaille. Des contraintes de compression apparaissent alors en fond d'entaille lorsque l'éprouvette est totalement déchargée (figure I.9a). Ces profils sont ensuite utilisés pour calculer le facteur d'intensité des contraintes par une méthode de fonction de poids proposée par **Yau (1986)**, ainsi que le rapport de charge local, $R = K_{\min}/K_{\max}$. La fermeture de la fissure est également prise en compte par l'intermédiaire du modèle de Walker, qui est un modèle 2D qui dépend du rapport de charge R . L'approche est donc élasto-plastique. De plus, Van Stone et al. ont étendu cette méthodologie à une analyse 3D des vitesses de propagation sur le front de la fissure. En effet, un modèle est proposé pour prendre en compte les observations faites dans des éprouvettes sans entaille où les vitesses de propagation de fissure semblent plus faibles à la surface qu'au cœur de l'éprouvette (figure I.9b). Ce modèle repose sur la perte de confinement plastique rencontrée en surface et qui a été étudiée par **Trantina et al (1983)**. La méthode consiste donc à identifier les paramètres du modèle sur des éprouvettes sans entaille, puis à l'appliquer au cas des éprouvettes entaillées de faible concentration de contraintes. Le modèle de fermeture utilisé ne prend pas en compte le fait que la fissure peut être petite. Cependant, le modèle proposé est appliqué avec succès à des fissures de surface semi-circulaires, de taille minimum initiale de 65 μm . Les durées de vie ainsi calculées n'excèdent pas les durées de vie observées à un facteur multiplicatif de 2 près (figure I.10). Cependant, nous pouvons supposer que ce modèle ne soit plus applicable lorsque les éprouvettes sont trop sollicitées.

Travaux de Pommier et al. (1996-97)

Pommier et al. (1996) ont étudié la propagation des petites fissures de fatigue dans l'alliage N18 dans des éprouvettes entaillées symétriques de faible rapport de concentration de contraintes (rayon d'entaille = 2 mm). Cette étude entre dans le cadre d'une thèse financée par SNECMA (**Pommier, 1995**). D'une part, une approche élasto-viscoplastique des contraintes et des déformations en fond d'entaille a été réalisée, car les cycles appliqués sont de type fatigue-fluage (cycles 10-300-10). D'autre part, l'effet du gradient de contraintes sur l'évolution de la fermeture en fonction de la longueur de la fissure a été calculé en faisant appel à une modélisation numérique par éléments finis 2D. Les résultats de Pommier et al. (1996) montrent que les vitesses de propagation de fissure mesurées dans les entailles sont très largement supérieures à celles obtenues sur des éprouvettes sans entaille, dans la mesure où l'on ne prend en compte que la partie positive du chargement, K_{\max} (figure I.11a). Ces écarts s'expliquent par le fait qu'en fond d'entaille, les rapports de charge locaux sont négatifs, comme l'ont observé Van Stone et al.. La figure I.11b montre ainsi que l'effet d'un rapport de charge négatif dans une éprouvette sans entaille, tend à faire augmenter significativement les vitesses à même K_{\max} . Les auteurs prennent donc en compte cet effet en calculant la fermeture réelle de la fissure (chapitre VIII) par une méthode de propagation de fissure par éléments finis. Les résultats de ces calculs, présentés à la figure I.12a, font l'hypothèse forte que la fissure se ferme au même instant sur tout le front semi-elliptique. Les vitesses de propagation de fissure dans une éprouvette entaillée, correction faite de l'effet de fermeture calculé numériquement, sont alors plus proches de celles observées sur des éprouvettes sans entaille (figure I.12b).

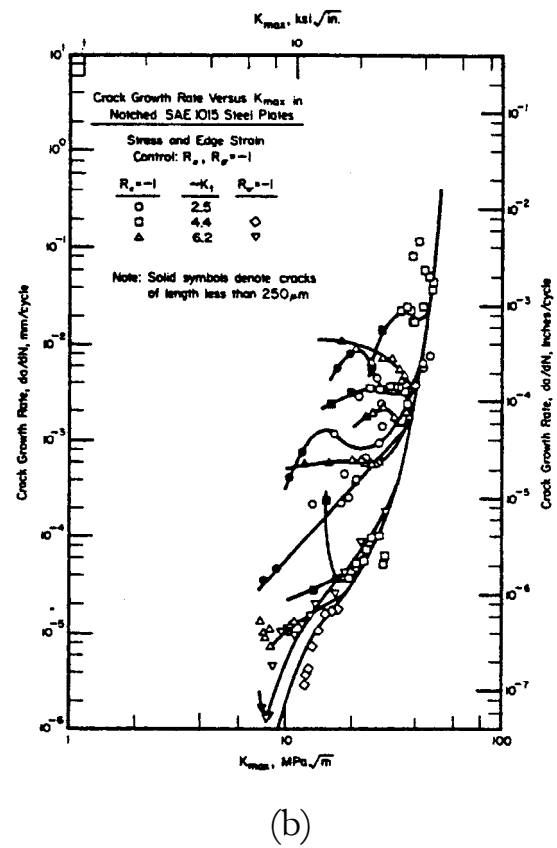
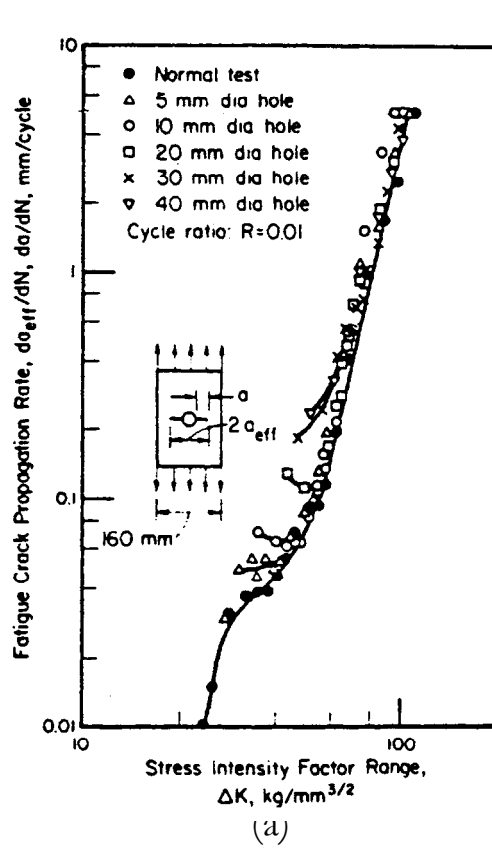


Figure I.13 : vitesses d'avancée de petites fissures en fond d'entaille observées par Leis (1985).
 (a) la pointe de la fissure est dans la zone élastique de l'entaille, mais pas dans la zone plastique;
 (b) la pointe de la fissure est entièrement dans la zone plastique de l'entaille

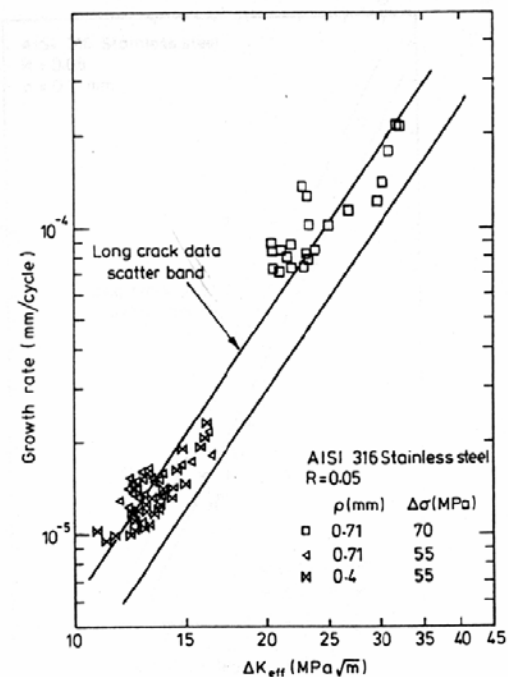
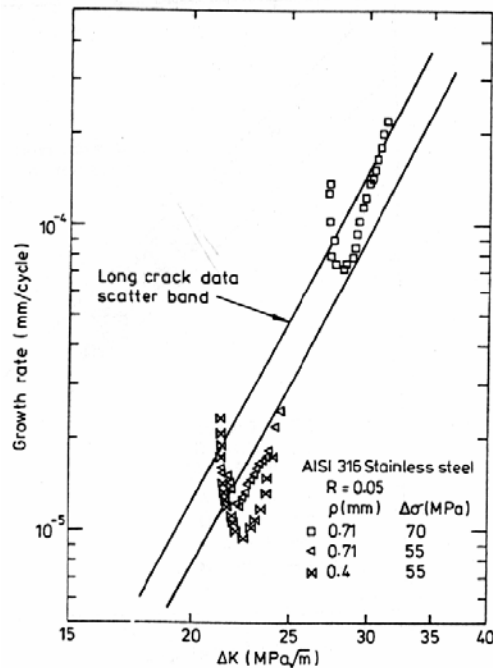


Figure I.14 : d'après Shin et Smith (1988), la fermeture de fissure (ΔK_{eff}) permet de réduire les écarts entre les vitesses des fissures courtes et longues, mais pas totalement.

Nous ajouterons cependant, qu'il semble y avoir tout de même aux faibles valeurs de ΔK_{eff} , des vitesses mesurées qui restent toujours supérieures à celles mesurées sur éprouvette sans entaille. Enfin, un modèle empirique de fermeture 2D de fissure a été proposé sur la base de résultats numériques obtenus sur éprouvettes sans entaille et s'exprime en fonction du rapport de charge local (**Pommier et al.,1997**).

Enfin, certains travaux ont été réalisés pour des chargements locaux qui conduisent à la plastification du matériau pratiquement à chaque cycle. Pour ces chargements à gradients inélastiques de contraintes, **Leis (1985)** et **Shin et Smith (1988)** ont proposé de comparer divers paramètres de chargement autres que le facteur d'intensité "élastique" des contraintes, ΔK , pour corréler les résultats sur les petites fissures.

Travaux de Leis (1985)

Pour Leis (1985), une analyse pseudo-élastique analogue à la LEFM, couplée avec une analyse locale de la fermeture de fissure doit permettre de traiter le problème dans des champs de contraintes inélastiques. L'auteur montre qu'il faut être prudent dans l'estimation des vitesses de propagation en utilisant simplement la LEFM dans le champ plastique de l'entaille, même aux chargements plus modérés. La zone d'influence de l'entaille peut, selon lui, se décomposer en une zone plastique et une zone élastique. Si la fissure se propage depuis la zone élastique, l'auteur observe que les vitesses ne présentent qu'un faible écart (<10%) avec les résultats obtenus sur fissures longues (figure I.13a). Par contre, si elle se propage depuis la zone plastique, les écarts sont beaucoup plus importants (figure I.13b). Enfin, selon l'auteur, les effets de fermeture de fissure peuvent expliquer l'effet de petite fissure observé à condition de tenir compte de la plasticité locale en fond d'entaille.

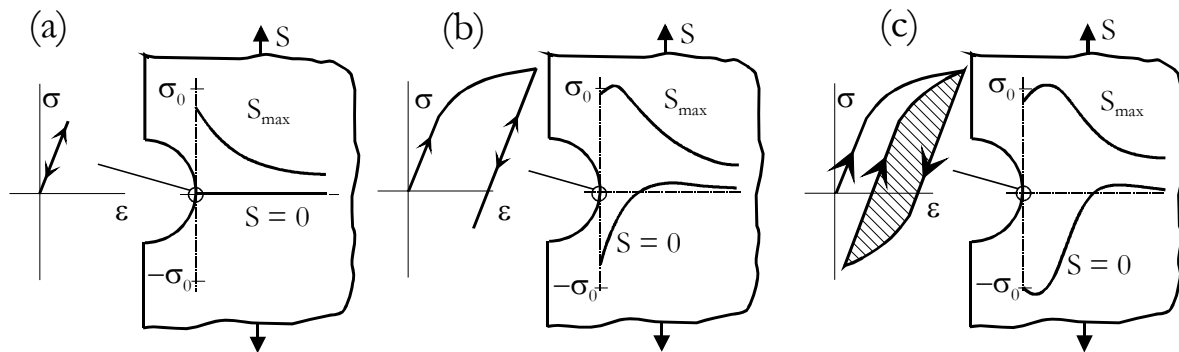
Travaux de Shin et Smith (1988)

Par analogie, Shin et Smith (1988) préconisent l'utilisation d'une approche pseudo-élastique. La fermeture de la fissure est mesurée expérimentalement, ce qui permet de définir le facteur d'intensité des contraintes effectif, ΔK_{eff} . Cette approche est confrontée à des approches différentes qui prennent compte de la plasticité en fond d'entaille (intégrale de contour J ou le taux de cisaillement), mais aucune ne semble donner de résultats satisfaisants. En revanche, l'effet de fermeture de fissure est capable de réduire, dans une large proportion, les écarts de vitesses entre fissures courtes et longues, mais pas totalement comme le montrent les vitesses représentées à la figure I.14. Selon Shin et Smith (1988), quand le chargement devient élevé, l'effet de fermeture ne peut à lui seul expliquer les écarts observés. Dans ce cas, une approche en déformation (**Tomkins, 1975**) peut s'avérer plus efficace.

— pour résumer —

L'effet de "petite fissure" se caractérise par des anomalies observées sur les vitesses de propagation des fissures de fatigue : en dessous d'une certaine taille, les fissures semblent se propager plus vite lorsqu'elles sont petites que lorsqu'elles sont grandes, bien que le chargement soit le même en terme de facteur d'intensité de contrainte, ΔK . En l'absence d'entaille, il est possible de définir distinctement le comportement de ces petites fissures suivant l'échelle adoptée : échelle microstructurale, échelle mécanique ou échelle physique. En revanche, lorsque la fissure se propage à partir d'une entaille, plusieurs comportements sont observables à partir de la même échelle. Pour permettre d'identifier plus clairement le rôle de l'entaille sur les vitesses de propagation des petites fissures, trois cas de figure peuvent être envisagés. La fissure peut se propager, suivant le niveau du chargement appliqué, :

- (a) dans un champ de contraintes élastiques décroissant à mesure que l'on s'éloigne de l'entaille
- (b) dans une zone de l'entaille rendue plastique au premier cycle, puis se comportant de façon élastique
- (c) dans une zone de l'entaille qui se comporte de façon plastique à chaque cycle.



Des méthodologies et des approches ont été proposées pour répondre à chacun de ces cas et corriger les écarts observés entre les vitesses de propagation des fissures courtes et longues. Nous pouvons nous demander s'il est possible d'établir une approche unique qui reste valable dans tous les cas de figure ?

Les effets de fermeture de fissure semblent jouer un rôle majeur. Mais cet effet ne semble pas être suffisant, surtout lorsque des niveaux de chargement trop importants sont étudiés. Les fissures présentent des différences de comportement à la surface et au cœur de l'éprouvette. Cet aspect souligne le caractère fortement 3D de ces fissures. De plus, la plasticité développée par l'entaille semble être également un facteur déterminant dès que les niveaux de chargement atteints en fond d'entaille sont importants. Nous nous sommes proposé d'étudier ces aspects encore mal pris en compte dans les méthodes de dimensionnement.

I.3 OBJECTIFS

Dans le cas particulier des superalliages, le rôle joué par les températures élevées et les sollicitations complexes rencontrées en fond d'entaille doit être considéré afin de se rapprocher des conditions de service. Comme l'ont montré Pommier et al. (1996) à 650°C, le calcul des paramètres de chargement en fond d'entaille est largement dépendant du comportement élasto-(visco)plastique du matériau à haute température, dans un disque de turbine. Comment rendre compte, dans ces conditions de chargement, des gradients de contraintes locaux complexes, en utilisant d'une façon simple, les outils développés par la mécanique de la rupture ?

Un des objectifs de cette étude a donc été de modéliser, par des calculs de chargement appropriés, les vitesses de propagation des petites fissures mesurées expérimentalement.

Le deuxième objectif que nous nous sommes fixé, a été de "bien mesurer" les vitesses de propagation des fissures, elles-mêmes. En effet, cela est rendu difficile à cause de l'échelle physique des phénomènes observés, qui est particulièrement faible. Pour cela, nous avons cherché à comparer et à améliorer certains dispositifs expérimentaux existant dans ce domaine.

Enfin, un troisième objectif a été d'étudier de façon plus approfondie l'alliage N18, notamment celui à gros grains pour lequel il existait encore, avant ce mémoire, assez peu de données sur le comportement et la résistance à la fissuration. L'intérêt avec ce type d'alliage a été de faciliter les observations microstructurales et de confirmer qu'il était possible d'améliorer la tenue de ce matériau à haute température.

I.4 PLAN DE L'ETUDE

Le mémoire est organisé en 4 grandes parties (A, B, C et D).

Les propriétés du superalliage N18 sont étudiées dans une première partie (A). Nous rappellerons les liens entre la microstructure de chaque alliage (à gros grains ou à petits grains, chapitre II) avec les vitesses de propagation obtenues dans cette étude sur des fissures longues (chapitre III), d'une part, et le comportement mécanique du matériau (chapitre IV), d'autre part. Une étude complète sera présentée pour rappeler les différentes modélisations phénoménologiques du comportement.

Le dispositif expérimental qui a été mis en place pour mesurer les avancées des fissures de fatigue amorcées sur un défaut artificiel est présenté à la partie B de ce mémoire. Deux techniques seront principalement comparées : une technique conventionnelle de suivi par prises de potentiel et une technique optique de haute résolution (chapitre V).

Le calcul des paramètres de chargement est mené à la partie C. Les profils de contraintes viscoplastiques calculés par voie numérique sont présentés et comparés à des méthodes issues d'approches plus simples, dans le chapitre VI. Le calcul du facteur d'intensité "élastique" des contraintes, $\Delta K = K_{\max} - K_{\min}$, est abordé au chapitre VII. Dans ce chapitre, la prise en compte de la plasticité cyclique en fond d'entaille dans le facteur ΔK sera présentée. Le chapitre VIII est consacré uniquement au calcul 3D de la fermeture le long du front de la fissure. Dans un premier temps, le calcul reprendra le principe des méthodes 2D numériques proposées par Pommier (1995) pour obtenir la fermeture au cœur de l'éprouvette. Ensuite, une approche 3D expérimentale sera réalisée pour calculer la fermeture à la surface de l'éprouvette.

La dernière partie de ce mémoire (D) est consacrée à la discussion des résultats (chapitre IX). Une validation expérimentale du calcul du chargement sera proposée. Enfin, la méthodologie établie au cours de cette étude sera appliquée à l'effet de temps de maintien sur les vitesses de propagation, dans l'alliage N18 à gros grain. Des examens fractographiques des éprouvettes qui ont été testées, seront présentés tout au long de ce mémoire, dans chacune des parties.

Bibliographie du chapitre I

- [1] **CLEMENT P., ANGELI J.P. and PINEAU A.**
Short crack behaviour in nodular cast iron
Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., 7, n°4, (1984) pp. 251-265
- [2] **ELBER W.**
The significance of fatigue crack closure
ASTM STP 486, (1971) pp. 230-242
- [3] **GUEDOU J. Y.**
Les matériaux pour turboréacteurs aéronautiques, un défi à la mécanique thermique
14^{ième} Congrès Français de Mécanique – Toulouse – (1999)
- [4] **HONNORAT Y.**
Développement industriel du N18, résultats et perspectives
Séminaire SNECMA –Evolutions microstructurales des superalliages base Nickel lors de cyclages thermiques - Corbeil – (1993)
- [5] **JOURNET B.G., LEFRANCOIS A., and PINEAU A.**
A crack closure study to predict the threshold behaviour of small cracks
Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., 12, n°3, (1989) pp. 237-246
- [6] **KITAGAWA H. and TAKAHASHI S.**
Applicability of fracture mechanics to very small cracks
Int. Conf. Mech. Behaviour of Materials (ICM 2), (1976) pp. 627-631
- [7] **LANKFORD J.**
The growth of small fatigue cracks in 7075-T6 aluminium
Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., 5, (1982) pp. 233-248
- [8] **LEIS B. N.**
Displacement controlled fatigue crack growth in inelastic notch fields : implications for short cracks
Engng Fracture Mech., 22, n°2, (1985) pp. 279-293
- [9] **MILLER K. J.**
The behaviour of short fatigue cracks and their initiation part I – a review of two recent books
Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., 10, n°1, (1987) pp. 75-91
- [10] **MINAKAWA K., NEWMAN J.C. and Mc EVILY A. J.**
A critical study of the crack closure effect on near threshold fatigue crack growth
Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., 6, n°4, (1983) pp. 359-365

-
- [11] **NEWMAN J. C. and RAJU I. S.**
Stress intensity factors for a wide range of semi-elliptical surface cracks in finite-thickness plates
Engng Fracture Mech., 11, (1979) pp. 817-829
- [12] **NEWMAN J. C., PHILLIPS E. P. and SWAIN M.H.**
Fatigue-life predictions methodology using small crack theory
Int. J. of Fatigue, 21, (1999) pp. 109-119
- [13] **PEARSON S.**
Initiation of fatigue cracks in commercial aluminium alloys and the subsequent propagation of very short cracks
Engng Fracture Mech., 7, (1975) pp. 235-247
- [14] **PINEAU A.**
Short fatigue crack behavior in relation to three-dimensional aspects and crack closure effect
In « Small fatigue cracks » by Ritchie and Lankford (1988)
- [15] **POMMIER S.**
Amorçage et propagation de fissures courtes en fond d'entaille. Etude du superalliage N18 en fatigue fluage
Thèse de l'Ecole Centrale Paris (1995)
- [16] **POMMIER S., PRIOUL C., LAUTRIDOU J. C. and BOMPARD P.**
Crack closure effect on crack growth rate at 650°C in double notched specimens of a nickel base superalloy
Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., 19, n°9, (1996) pp. 1117-1128
- [17] **POMMIER S., PRIOUL C. and BOMPARD P.**
Influence of a negative R ratio on the creep-fatigue behaviour of the N18 nickel base superalloy
Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., 20, n°1, (1997) pp. 93-107
- [18] **SHIN C. S. and SMITH R. A.**
Fatigue crack growth at stress concentrations-the role of notch plasticity and crack closure
Engng Fracture Mech., 29, n°3, (1988) pp. 301-315
- [19] **SURESH S. and RITCHIE R. O.**
Propagation of short fatigue cracks
Int. Metals Reviews, 29, n°6, (1984) pp. 445-476
- [20] **SURESH S.**
Fatigue of materials (first publication)
Cambridge University Press – (1991) - 586 p
- [21] **TOMKINS B.**
The development of fatigue crack propagation models for engineering applications at elevated temperatures
Trans. ASME, J. Engng Mater. Technol. 97, (1975) pp. 289-297
- [22] **TRANTINA G. G., de LORENZI H. G. and WILKENING W. W.**
3D elastic-plastic finite element analysis of small surface cracks
Engng Fracture Mech., 18, n°5, (1983) pp. 925-938

[23] **VAN STONE R. H., GILBERT M. S., GOODEN O. C., and LAFLEN J. H.**

Constraint loss model for the growth of surface fatigue cracks

ASTM STP 969, T. A. Cruse Ed., Philadelphia, **(1988)** pp. 637-656

[24] **WU X. R., NEWMAN J. C., ZHAO W., SWAIN M. H., DING C. F. and PHILLIPS E. P.**

Small crack growth and fatigue life predictions for high-strength aluminium alloys : Part I- experimental and fracture mechanics analysis

Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., 21, **(1998)** pp. 1289-1306

[25] **YAU J. F.**

An empirical surface crack solution for fatigue propagation analysis of notched components

ASTM STP 905, J. H. Underwood et al. Eds., Philadelphia, **(1986)** pp. 601-624

PARTIE A :
**Propriétés microstructurales et
mécaniques du matériau de l'étude**



CHAPITRE II :

Propriétés microstructurales

du superalliage N18

II.1 Mise en oeuvre de l'alliage N18	27
II.1.1 Elaboration et mise en forme	27
II.1.2 Traitements thermiques après forgeage	27
II.1.3 Vitesses de refroidissement dans les pièces pendant la trempe	29
II.2. Composition chimique et rôle de la précipitation	29
II.2.1 Rôle des éléments dans l'alliage	29
II.2.2 Rôle des précipités γ'	31
II.3 Microstructures de l'alliage N18 à grains fins	33
II.4 Microstructure de l'alliage N18 à gros grains	34
Bibliographie du chapitre II	35

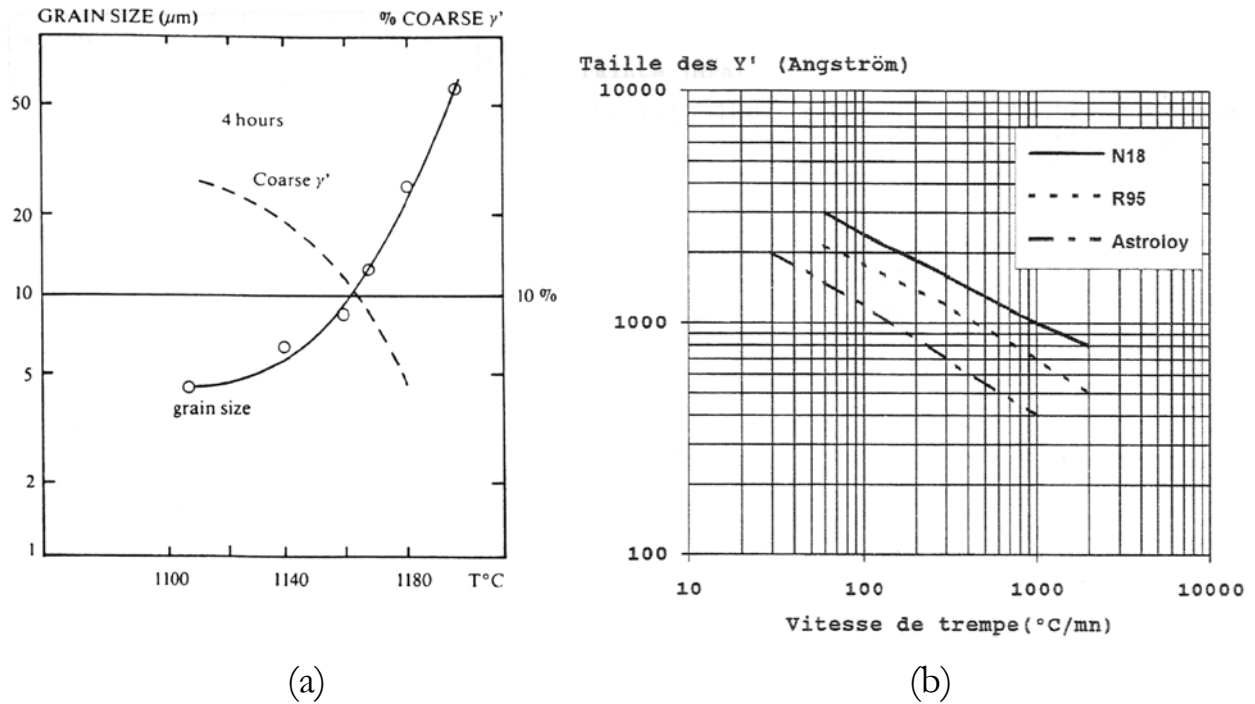


Figure II.1 : évolutions microstructurales au cours du traitement thermique : (a) taille de grain en fonction de la température de mise en solution dans l'alliage N18 ; (b) taille de précipités γ' secondaires en fonction de la vitesse de trempe (SNECMA, 1993)

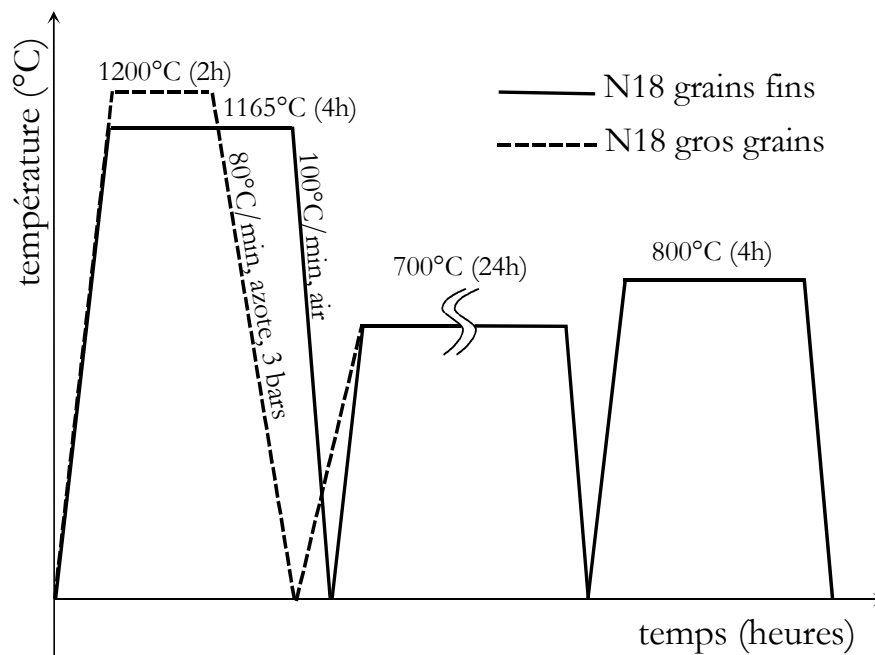


Figure II.2 : traitements thermiques pour obtenir l'alliage N18 à grains fins et celui à gros grains

II.1 MISE EN OEUVRE DE L'ALLIAGE N18

II.1.1 Elaboration et mise en forme

L'alliage N18 est obtenu par métallurgie des poudres (MdP) pour permettre une bonne homogénéisation des éléments d'addition présents dans l'alliage et une meilleure mise en oeuvre. Le choix de la composition de cet alliage est directement issu d'une étude coopérative associant Imphy S.A, le Centre des Matériaux de l'Ecole des Mines de Paris, l'ONERA et SNECMA. Un développement exploratoire a été élaboré à partir de la comparaison du comportement en fatigue de disques éprouvettes soumis à des cycles de chargement centrifuge sur des bancs d'essai à 650°C. Ce développement a abouti à la sélection d'une procédure d'élaboration qui peut se décomposer en 4 étapes successives (Lautridou, 1993) :

- 1- élaboration : obtention de poudres par atomisation par argon (MdP)
- 2- consolidation : densification par filage isotherme à 1120°C
- 3- mise en forme des ébauches de disques : forgeage isotherme à 1120°C
- 4- traitements thermiques : -traitement de mise en solution accompagné d'une trempe
-traitements de vieillissement

Ces étapes sont décrites de façon plus détaillée en annexe A. Des inclusions de céramique peuvent être entraînées principalement pendant l'étape 1. Pour éviter la présence de ces inclusions, deux tamisages fins ($<75 \mu\text{m}$) sont réalisés après l'atomisation et permettent d'atteindre un faible taux de l'ordre de 20 inclusions par Kilogramme (Guédou et al., 1992).

II.1.2 Traitements thermiques après forgeage

Après le forgeage isotherme des ébauches à 1120°C, deux types de traitement thermique sont successivement réalisés (étape 4). Le premier est un traitement de mise en solution partielle qui s'effectue à une température inférieure au solvus de précipitation γ' de l'alliage situé vers 1195°C. Au cours de ce traitement, la croissance du grain est bloquée par l'existence d'une population de phase γ' grossière (de 3 à 5 μm) et intergranulaire, dits γ' primaires (γ'_{I}). Il est donc possible, comme le montre la figure II.1a, de contrôler la taille de grains en fonction de la température de traitement. Pour faire grossir le grain, il faut se rapprocher du solvus γ' , ce qui entraîne la dissolution des gros γ' primaires (figure II.1a). En pratique, si l'on pousse trop loin le grossissement des grains, il peut se créer une croissance anormale qui apporte des hétérogénéités importantes (Soucail et al., 1996). La trempe qui intervient juste après le traitement de mise en solution, conditionne la dimension d'une deuxième population de précipités γ' , plus petits et situés dans les grains. La figure II.1b représente typiquement l'évolution dans l'alliage N18 de la taille de ces précipités γ' secondaires en fonction des vitesses de trempe. Des vitesses de trempe faibles ($<100 \text{ }^\circ\text{C/min}$) permettent d'aboutir aux tailles de précipités γ' secondaires (γ'_{II}) les plus importantes. La figure II.1b permet de constater que les tailles de précipités γ'_{II} sont très largement supérieures dans l'alliage N18 que dans d'autres alliages élaborés par MdP, comme l'Astrolloy ou le René 95.

Deux traitements de vieillissement sont ensuite réalisés à plus basse température. Ces traitements provoquent la précipitation de carbures intergranulaires et d'une troisième population de précipités γ' très fins dits tertiaires (γ'_{III}) (Hochstetter, 1994).

Ces procédés ont conduit SNECMA à développer deux alliages de même composition, mais de taille de grains différente : un alliage à grains fins qui est actuellement utilisé pour fabriquer les

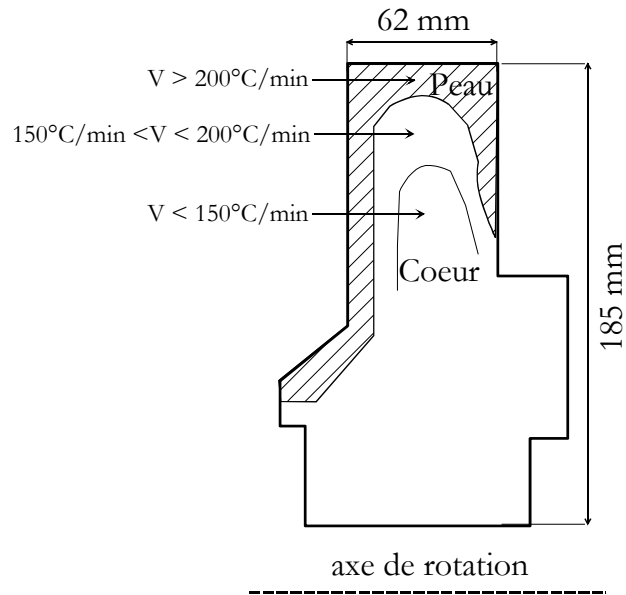


Figure II.3 : vitesses de refroidissement observées pendant la trempe, en coupe radiale du disque de turbine

Ni	Cr	Co	Mo	Al	Ti	Hf	Zr ppm	C ppm	B ppm
Base	11.5	15.7	6.5	4.35	4.35	0.5	150	150	300

Tableau II.1 : composition de l'alliage N18 (poids %) (d'après Chassaing, 1997)

	Taille (µm)	Ni	Co	Cr	Mo	Al	Ti	Hf
matrice γ	-	39.3	24.8	25.3	6.7	3.1	0.6	0.0
γ' primaire	4.3 ± 1.8	64.2	9.0	2.9	1.3	13.1	9.1	0.4
γ' secondaire	0.21 ± 0.08	65.0	7.6	2.4	1.4	14.4	8.7	0.2
γ' tertiaire	0.02 ± 0.01	65.3	6.9	4.5	2.6	14.1	6.6	0.1

Tableau II.2 : composition chimique en %atomique de la matrice et des précipités durcissant (d'après Wlodek et al., 1992)

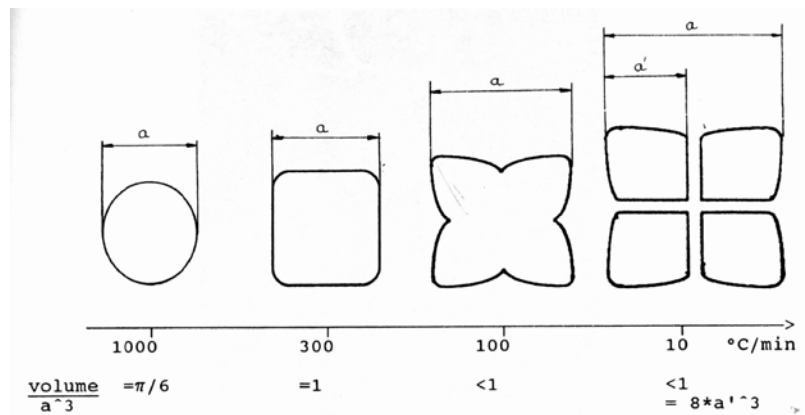


Figure II.4 : évolution de la morphologie des précipités γ' secondaires avec la vitesse de trempe (d'après Gayraud, 1992)

disques du moteur M88 et un alliage à gros grains en cours de développement, pour lequel la taille de grains, 3 à 4 fois supérieure à celle de l'alliage industriellement utilisé, doit permettre une augmentation des propriétés en fluage. En revanche, il semble que les propriétés en fatigue oligocyclique du matériau à gros grains soient moins bonnes. L'idée de la fabrication de disques à structure duale (gros grains en jante et grains fins à l'alsage) a été avancée par SNECMA, mais la réalisation à l'échelle industrielle pose encore des problèmes (Lautridou, 1993).

Les traitements thermiques appliqués sont représentés à la figure II.2 pour les deux alliages. Ces traitements ont été réalisés, pour l'alliage à grains fins, sur un disque de turbine (n°R0 33624) compacté à partir d'une poudre de 53 μm et, pour l'alliage à gros grains, sur deux galets (n°TA20 et TA21) de diamètre 18 cm et d'épaisseur 2.5 cm. Dans l'alliage à gros grains, la température de mise en solution a été élevée jusqu'à 1200°C, au-delà de la température de solvus γ' .

II.1.3 Vitesses de refroidissement dans les pièces pendant la trempe

L'alliage N18 à grains fins a donc été obtenu à partir de pièces massives pour lesquelles il est difficile d'obtenir une vitesse de refroidissement uniforme pendant la trempe du traitement de mise en solution. Hochstetter (1994) a ainsi mis en évidence deux types de microstructure sur ce matériau. En effet, on trouve une microstructure dite de "peau", à l'endroit où les vitesses de refroidissement pendant la trempe sont les plus rapides ($V > 200^\circ\text{C}/\text{min}$), principalement à la périphérie du disque. On distingue également une microstructure de "cœur" se situant dans les zones de refroidissement plus lent ($V < 150^\circ\text{C}/\text{min}$). Entre les deux, il est possible de trouver une zone correspondant à une microstructure intermédiaire, comme le présente le schéma II.3 des vitesses de refroidissement observées dans la coupe radiale d'un disque. Ces microstructures se différencient essentiellement par la répartition, la taille (figure II.2) et la morphologie (figure II.4) des précipités γ'_{II} qui dépendent des vitesses de trempe. Nous y reviendrons par la suite.

Dans le cas de l'alliage à gros grains, les galets traités thermiquement étant beaucoup moins massifs, il a été possible d'obtenir une microstructure uniforme dans toute la pièce. Il faut cependant noter que les consignes ont été de réduire les vitesses de trempe (80 $^\circ\text{C}/\text{min}$) pour éviter certains problèmes rencontrés au cours de la dissolution des précipités γ'_I dans les grains. Cependant, il semble que certaines anomalies soient encore présentes, notamment l'apparition, dans le grain, de phase γ'_I . Les deux lots obtenus présentent, malgré tout, une très bonne homogénéité de la microstructure.

II.2. COMPOSITION CHIMIQUE ET ROLE DE LA PRECIPITATION

II.2.1 Rôle des éléments dans l'alliage

La composition chimique de l'alliage N18 est donnée au tableau II.1. Les composants chimiques de l'alliage N18, sont présents dans chaque phase sous la forme suivante.

La matrice austénitique γ est une structure CFC à base nickel contenant des éléments en solution solide tel que le cobalt ou apportant un durcissement tels que le chrome et le molybdène. Les précipités durcissant γ' sont des composés intermétalliques de type $\text{Ni}_3(\text{Ti}, \text{Al})$ contenant essentiellement des éléments nickel, aluminium et titane, mais également des éléments cobalt, chrome et molybdène. Ces précipités sont cohérents avec la matrice et de structure L1_2 . Enfin, des phases secondaires sont également présentes tels que des carbures intergranulaire de type MC riches en titane et de type M_{23}C_6 riches en chrome et molybdène, une phase σ intergranulaire et une phase aiguillée μ intragranulaire. Ces deux dernières phases apparaissent au cours des processus de vieillissement du matériau à haute température (Chassaigne, 1997).

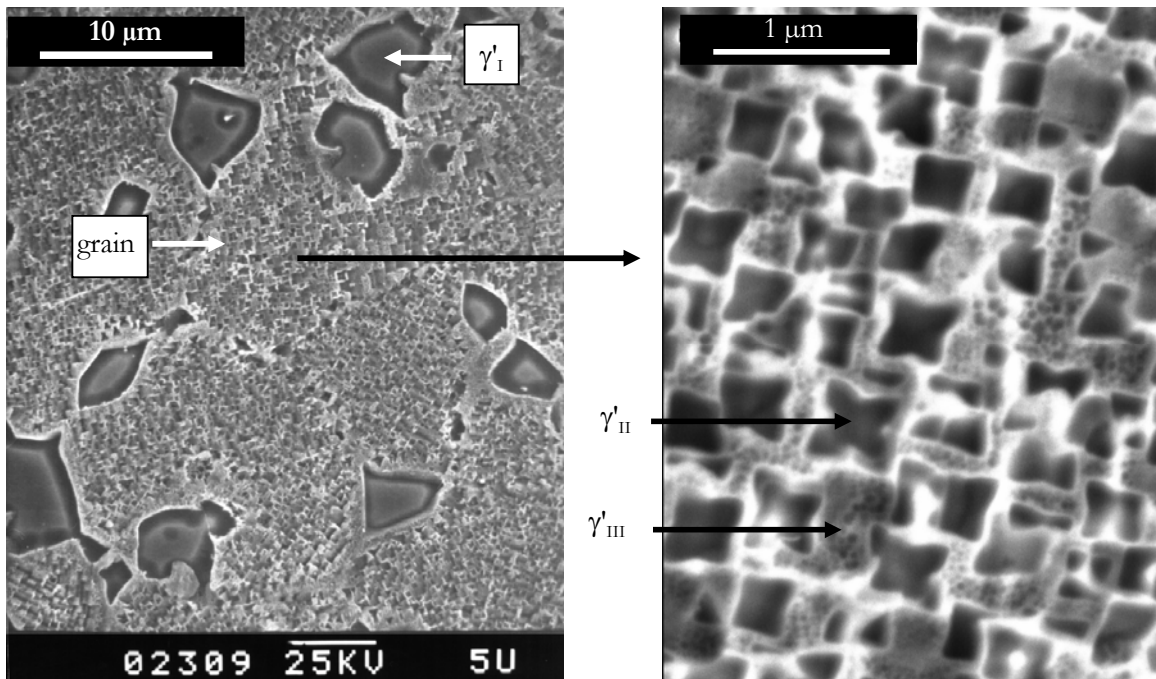


Figure II.5 : microstructure de coeur de l'alliage N18 à grains fins. Taille de précipités γ'_{II} homogène près des joints de grains

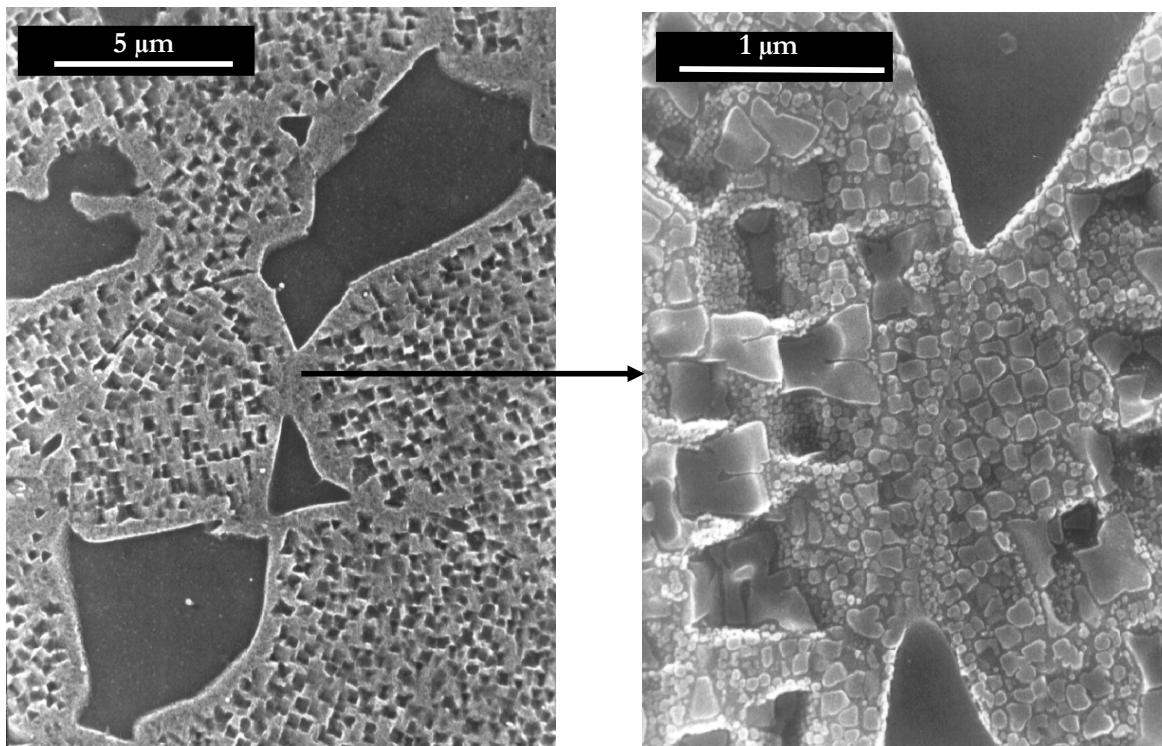


Figure II.6 : microstructure de peau de l'alliage N18 à grains fins. La taille de précipités γ'_{II} est plus faible près des joints de grains

Le rôle de chacun des éléments dans la composition de l'alliage N18 a été étudié en détail par **Le Strat (1989)**. La composition de l'alliage a été définie pour répondre à certains objectifs :

- augmenter la fraction volumique des précipités γ' en introduisant des éléments γ' -gènes (Ti, Al)
- élever la contrainte d'écoulement des précipités γ' en substituant à l'aluminium des éléments tels que le titane et l'hafnium
- renforcer simultanément la phase γ , d'une part, en apportant un élément lourd, le molybdène, soluble dans la matrice et contribuant au durcissement de la solution solide et, d'autre part, en augmentant la teneur en chrome et cobalt.

Le chrome, essentiel dans les superalliages, permet non seulement de favoriser la précipitation de particules γ' , mais également de jouer un rôle bénéfique sur la résistance à l'oxydation. En effet, il se combine avec l'oxygène pour former l'oxyde Cr_2O_3 qui forme une couche de passivation en surface, conférant à l'alliage sa bonne tenue à haute température face à la corrosion (Hochstetter, 1994). Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre suivant.

Le cobalt, quant à lui, permet une meilleure résistance au fluage.

Enfin, quelques oligo-éléments sont présents. Le carbone permet la formation des carbures qui assurent une certaine résistance aux joints de grains. Cependant, pour ne pas priver la matrice d'une partie de ses éléments durcissant, le carbone n'est présent qu'en faible teneur (150 ppm). Enfin, le bore et le zirconium inhibent la fragilisation par l'oxygène.

Plusieurs mécanismes contribuent ainsi à l'élévation des propriétés mécaniques de l'alliage N18 :

- le durcissement structural par les précipités γ'
- le durcissement de la solution solide conféré par le chrome et le molybdène qui distordent la maille cristallographique en se substituant au nickel
- le durcissement par des phases mineures comme la phase σ ou par la ségrégation du bore et du zirconium.

II.2.2 Rôle des précipités γ'

Les précipités γ' primaires n'ont aucun rôle direct sur le durcissement. Ils jouent indirectement un rôle par le contrôle de la taille de grain et de la quantité de précipités γ' secondaires et tertiaires. La forme caractéristique de ces précipités intergranulaire est à "corne", alors qu'en position intragranulaire (cas rare), leur forme est ronde. Enfin, la coalescence des γ' primaires entraîne un appauvrissement des éléments γ' -gènes autour d'eux et aux bords des joints de grains. Ceci se manifeste, dans certain cas, par une bande dépourvue en précipités secondaires et une morphologie particulières de γ' tertiaires (**Mosser et al., 1993**).

En revanche, les propriétés mécaniques de l'alliage N18 dépendent très largement de la taille et de la morphologie des précipités γ' secondaires. Comme l'ont observé **Gayraud et al. (1992)** à la figure II.4, les vitesses de refroidissement pendant la trempe les plus rapides conduisent à la formation de petits précipités de forme sphérique. Inversement, des vitesses faibles conduisent à la formation d'octocubes, beaucoup plus gros, en passant par des morphologies cubiques et "papillons". Cette évolution résulte des contraintes générées par les écarts paramétriques entre les deux mailles γ et γ' .

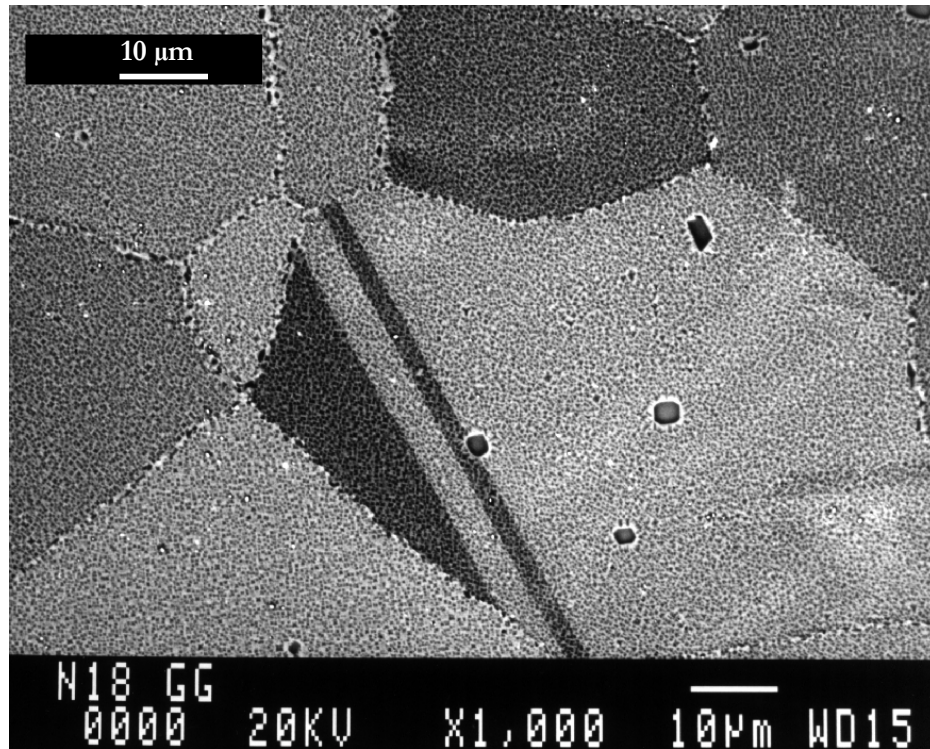


Figure II.7 : microstructure de l'alliage N18 à gros grains. Taille moyenne de grains de l'ordre de 50 μm

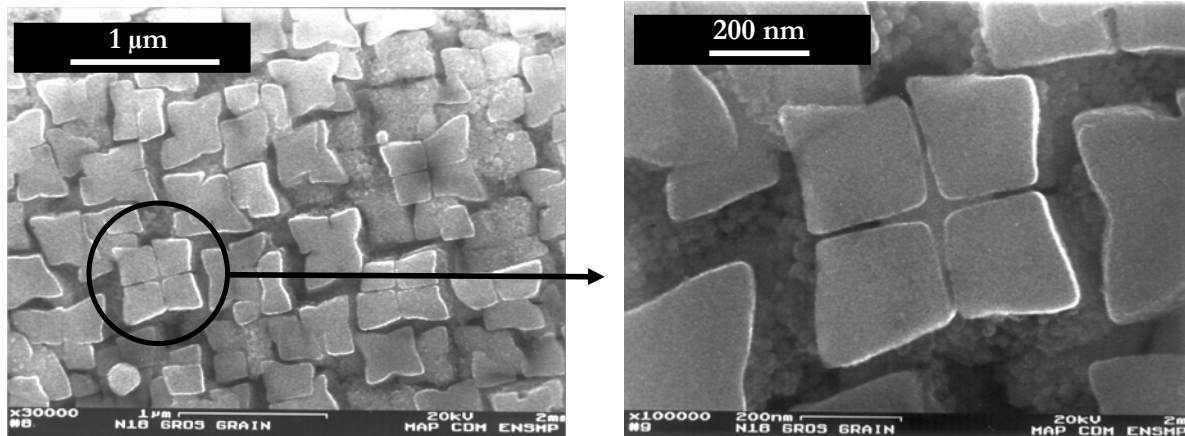


Figure II.8 : précipités γ' secondaires dans l'alliage N18 à gros grains. Taille des précipités γ' plus importante que dans l'alliage N18 à grains fins

II.3 MICROSTRUCTURES DE L'ALLIAGE N18 A GRAINS FINS

L'alliage N18 industriel possède des grains de l'ordre de 10 à 20 μm (figure II.5). La fraction volumique de précipités γ' ($f_v=55\%$) se répartit de la façon suivante entre les précipités (Hochstetter, 1994) :

- γ' primaire (γ'_I) $f_v = 15 \%$
- γ' secondaire (γ'_{II}) $f_v = 35 \%$
- γ' tertiaire (γ'_{III}) $f_v = 10 \%$

Dans le tableau II.2, **Wlodek et al. (1992)** ont mesuré la taille respective de chaque phase de l'alliage N18 à grains fins. Les précipités γ'_I (5 μm) sont 10 à 30 fois plus gros que les précipités γ'_{II} (<500 nm). La taille de ces derniers change avec la microstructure, mais également selon les auteurs. Pour Wlodek et al., la taille de ces précipités est d'environ 210 (± 80) nm. Mosser et al. (1993) distinguent des précipités γ'_{II} de 300 nm. Pour Chassaigne (1997), les plus gros précipités γ'_{II} mesurent à peine plus de 150 nm dans la microstructure de cœur. Tous ces résultats sont obtenus avec des disques différents. Il semble donc que des écarts apparaissent d'un disque à l'autre, soulignant ainsi la difficulté, pour l'industriel, de préserver une bonne reproductibilité de la microstructure dans chaque pièce.

La microstructure de cœur (figure II.5)

La microstructure de cœur que nous avons testée, possède des précipités γ'_I légèrement supérieurs à 5 μm . Les précipités γ'_{II} sont répartis de façon homogène dans chaque grain. La taille de ces précipités est approximativement de 300 nm à 350 nm. Cependant, il faut préciser que cette mesure n'a été réalisée que sur quelques précipités, mais une étude quantitative plus approfondie devrait mener à des résultats similaires.

La microstructure de peau (figure II.6)

Les microstructures de cœur et de peau diffèrent par la taille et la répartition des précipités γ'_{II} dans le grain. La taille de ces précipités est globalement plus faible dans la microstructure de peau que dans celle de cœur. Plus particulièrement, on observe, près des joints de grains, un appauvrissement et une diminution significative de la taille des précipités γ'_{II} et notamment près des gros précipités γ'_I (figure II.6). Dans cette bande, les précipités γ'_{II} n'atteignent pas plus de 50 nm (Hochstetter, 1994). Ces différences entre les deux microstructures entraînent des écarts importants sur les vitesses de propagation des fissures. Certains auteurs (**Hochstetter et al., 1993**) ont ainsi établi une relation directe entre la taille des γ'_{II} et les vitesses de propagation de fissure obtenues dans l'alliage N18. Nous verrons, dans le chapitre suivant, les explications qui ont permis d'étayer cette hypothèse.

Nous avons restreint, pour deux raisons, le cadre de la présente étude à la seule microstructure de cœur. La première raison invoquée tient à la reproductibilité des résultats. Les propriétés en fissuration par fatigue-fluage (cycles 10-300-10), comme nous allons le voir dans le chapitre suivant, sont beaucoup plus sensibles aux variations de microstructure dans la peau, difficilement dissociable d'une microstructure intermédiaire, que dans le cœur. La seconde raison est liée au fait que même si une partie de l'ébauche possède une microstructure de peau, le disque est en large partie usiné dans la partie se situant à cœur.

II.4 MICROSTRUCTURE DE L'ALLIAGE N18 A GROS GRAINS

La fraction volumique de précipités dans le matériau à gros grains est supposée être la même que dans celle à grains fins. En revanche, nous n'avons pas mesuré la fraction de chacune des phases de précipitation. La fraction de précipités γ'_I est quasiment nulle, mis à part quelques traces de précipitation intervenant de façon sporadique, dans les grains. La taille des grains est de l'ordre de 50 à 60 μm , comme le montre la figure II.7. Dans ces grains les précipités γ'_{II} sont, typiquement, de forme octocubique et de taille plus importante (450-500 nm) (figure II.8) que dans les deux microstructures de l'alliage à grains fins.

pour résumer

L'alliage N18 est obtenu par métallurgie des poudres. Sa mise en œuvre consiste à consolider des poudres tamisées par filage à 1120°C et à mettre en forme le produit extrudé par forgeage isotherme. Un premier traitement thermique de mise en solution permet alors de contrôler la taille de grains grâce à une première population de précipités γ'_I intergranulaires (5 μm). Une trempe est réalisée au cours de laquelle une seconde population de précipités γ'_{II} (<500 μm) apparaît dans le grain. La répartition, la taille et la morphologie de ces précipités γ'_{II} sont largement dépendantes des vitesses de refroidissement intervenant pendant la trempe. Ensuite, deux traitements de vieillissement sont réalisés. Pendant ces traitements, une troisième population de précipités γ' de taille très fine (<50 nm) apparaît, ainsi que des phases mineures σ et μ .

Deux alliages sont étudiés dans ce mémoire : un alliage à gros grains (50-60 μm) obtenu à partir de galets et un alliage à grains fins (10-20 μm) obtenu à partir d'un disque de turbine. Dans un disque, l'alliage à grains fins présente une microstructure de cœur et une microstructure de peau. Ces deux microstructures sont différentes par la taille et la forme des précipités γ'_{II} qui bordent les joints de grains. Seule la microstructure de cœur sera étudiée dans la suite de ce mémoire. Cette microstructure offre, en effet, une répartition et une taille de précipités homogènes dans tout le grain. L'alliage à gros grains est totalement dépourvu de précipités γ'_I . En revanche, la taille des précipités γ'_{II} (450-500 nm) dans ce matériau est significativement plus importante que dans la microstructure de cœur de l'alliage à grains fins (300-350 nm).

Bibliographie du chapitre II

- [1] **CHASSAIGNE J.C.**
Fissuration à hautes températures du superalliage base nickel N18 élaboré par métallurgie des poudres, étude du couplage mécanique-environnement en pointe de fissure.
 Thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris – (1997)
- [2] **GAYRAUD N., MORET F., BAILLIN X. and MOSSER P.E.**
Kinematics of γ' precipitation in N18 P/M superalloy
 Proceeding of the Conf. EUROMAT 92 (1992)
- [3] **GUEDOU J. Y., LAUTRIDOU J. C. and HONNORAT Y.**
N18, P.M. superalloy for disks : development and applications
 Proceedings of the Minerals and Materials Society. Conf. On Superalloy 92 – Eds S. D. Antolovitch et al., OH, Cincinnati, (1992) pp. 267-276
- [4] **HOCHSTETTER G.**
Propagation des fissures à haute température dans le superalliage N18 pour disques de turbomachine. Interactions entre la nature des sollicitations mécaniques et des effets d'oxydation.
 Thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris – (1994)
- [5] **HOCHSTETTER G., MOLINS R., CLAD Th., ANDRIEU E. et PINEAU A.**
Influence de la microstructure et de l'environnement sur la propagation des fissures à haute température dans l'alliage N18
 Séminaire SNECMA –Evolutions microstructurales des superalliages base Nickel lors de cyclages thermiques - Corbeil – (1993)
- [6] **LAUTRIDOU J.C.**
Microstructure du N18 – relation avec les propriétés mécaniques
 Séminaire SNECMA –Evolutions microstructurales des superalliages base Nickel lors de cyclages thermiques - Corbeil – (1993)
- [7] **LE STRAT D.**
Etude microstructurale et mécanique d'un superalliage base nickel – Contribution à l'étude de l'endommagement par fluage.
 Thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris – (1989)
- [8] **MOSSER P.E., FRANCHET J.M. et DESVALLEES Y.**
Modélisation de la trempe des disques en N18 ; contrôle de la microstructure et des contraintes résiduelles.
 Séminaire SNECMA –Evolutions microstructurales des superalliages base Nickel lors de cyclages thermiques - Corbeil – (1993)
- [9] **PROVENDIER-AUBOURG V.**
Bases physiques d'un modèle de comportement viscoplastique pour un superalliage base nickel
 Thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris, (1994) 212 p

[10] SOUCAIL M., MARTY M. and OCTOR H.

Development of coarse grain structures in a powder metallurgy nickel base superalloy N18
Scripta Materialia, 34, n°4, (1996) pp. 519-525

[11] WLODEK S.T., KELLY M. and ALDEN D.

The structure of N18
Proceedings of the Minerals and Materials Society. Conf. On Superalloys 92 – Eds S. D. Antolovitch et al.,
OH, Cincinnati, (1992) pp. 467-476

CHAPITRE III :

Vitesses d'avancée des fissures longues dans l'alliage N18 à haute température

III.1 Vitesses de propagation des fissures en fatigue-fluage à 650°C dans l'alliage N18 à grains fins	45
III.1.1 Effet de microstructure	45
III.1.2 Mécanismes du couplage entre mécanique et effet d'environnement	47
III.2 Vitesses d'avancée des fissures de surface longues	49
III.2.1 Procédure expérimentale	49
III.2.2 Vitesses de propagation dans la microstructure de cœur de l'alliage N18 à grains fins	51
III.2.3 Vitesses de propagation dans l'alliage N18 à gros grains à 650°C et 730°C	53
Bibliographie du chapitre III	59

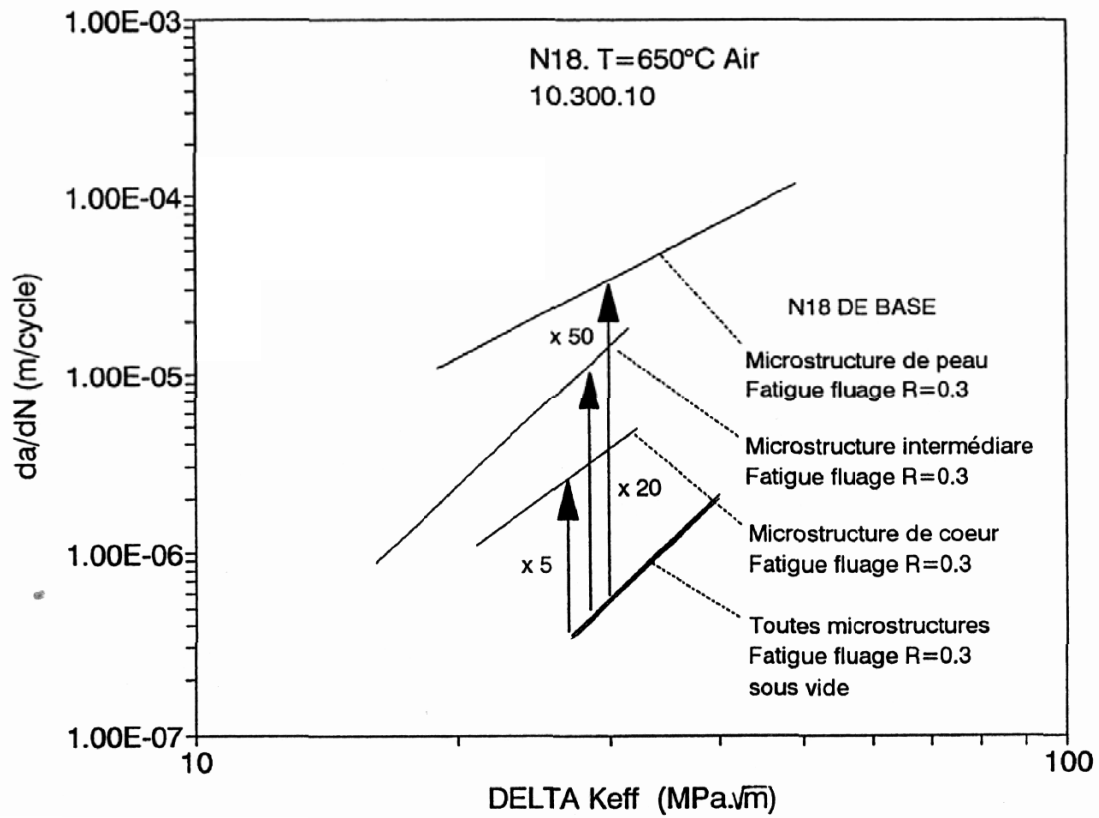


Figure III.3 : effet d'un temps de maintien sur les vitesses de propagation à 650°C des fissures longues dans l'alliage N18 à grains fins (Hochstetter, 1994)

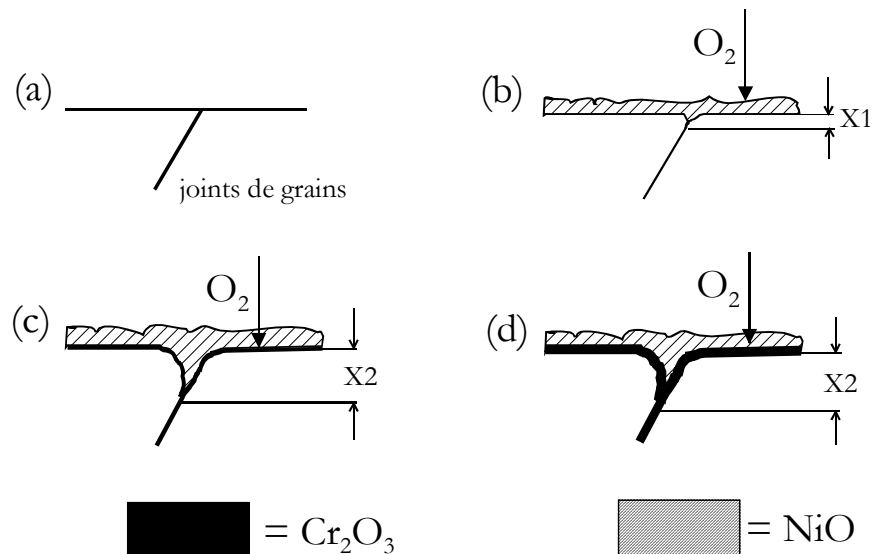


Figure III.4 : formation des oxydes en surface à 650°C dans l'alliage N18

III.1 VITESSES DE PROPAGATION DES FISSURES EN FATIGUE-FLUAGE A 650°C DANS L'ALLIAGE N18 A GRAINS FINS

Ce paragraphe aborde uniquement la présentation des résultats obtenus sur les éprouvettes de type CT contenant des fissures longues (>10 mm). Pour souligner le rôle important joué par la précipitation γ'_{II} dans l'alliage N18, nous commencerons par rappeler les principaux résultats obtenus en fatigue-fluage, sur les deux microstructures, au cours des dernières années.

III.1.1 Effet de microstructure

Gbonem et al. (1993) ont montré, sur l'Inconel 718, que les paramètres à prendre en compte dans la tenue à la fissuration de l'alliage, étaient les suivants :

- pour le matériau :
 - la taille et la morphologie des grains
 - la taille et la répartition des précipités durcissants
 - le comportement mécanique, notamment la capacité à relaxer les contraintes
- pour la nature des sollicitations:
 - la température
 - la fréquence et la forme du cycle de fatigue
 - les effets de l'environnement, en particulier, l'oxydation

En fonction de la température et de la fréquence, trois régimes de propagation ont été distingués :

- un régime transgranulaire où les vitesses dépendent de l'amplitude du cycle appliqué (dépendance vis-à-vis du cycle)
- un régime intergranulaire où les vitesses dépendent de la durée de la sollicitation appliquée (dépendance vis-à-vis du temps)
- un régime mixte, combinaison de ces deux modes

Dans l'alliage N18 à grains fins en fatigue-fluage (cycles 10-300-10), Hochstetter (1994) a montré, dans la microstructure de cœur testée à 650°C, que les vitesses de propagation de fissures, corrélées en fonction de K_{max} , dépendent du rapport de charge R (>0.1). Cette situation correspond à un régime dépendant, en grande partie, du cycle. Par contre, dans la microstructure de peau testée également à 650°C, les vitesses obtenues en fatigue-fluage dépendent peu du rapport de charge, et sont également très proches de celles obtenues en fluage. Dans ce cas, le régime de propagation présente plutôt une dépendance vis-à-vis du temps. Lorsque le comportement en fatigue-fluage de ces deux microstructures est comparé sous air à 650°C (figure III.1), les vitesses de propagation de fissure présentent un écart important de près d'un ordre de grandeur entre les deux microstructures. En revanche, sous vide, cet écart disparaît totalement, montrant de ce fait, que cet effet de microstructure est lié directement à un effet d'environnement couplé au chargement mécanique. Un effet significatif lié à la fermeture de fissure semble pouvoir être exclu entre les deux microstructures, car les niveaux de fermeture calculés dans la microstructure de peau sont très peu supérieurs (de 6 à 7 %) à ceux obtenus dans la microstructure de cœur (Pommier, 1997).

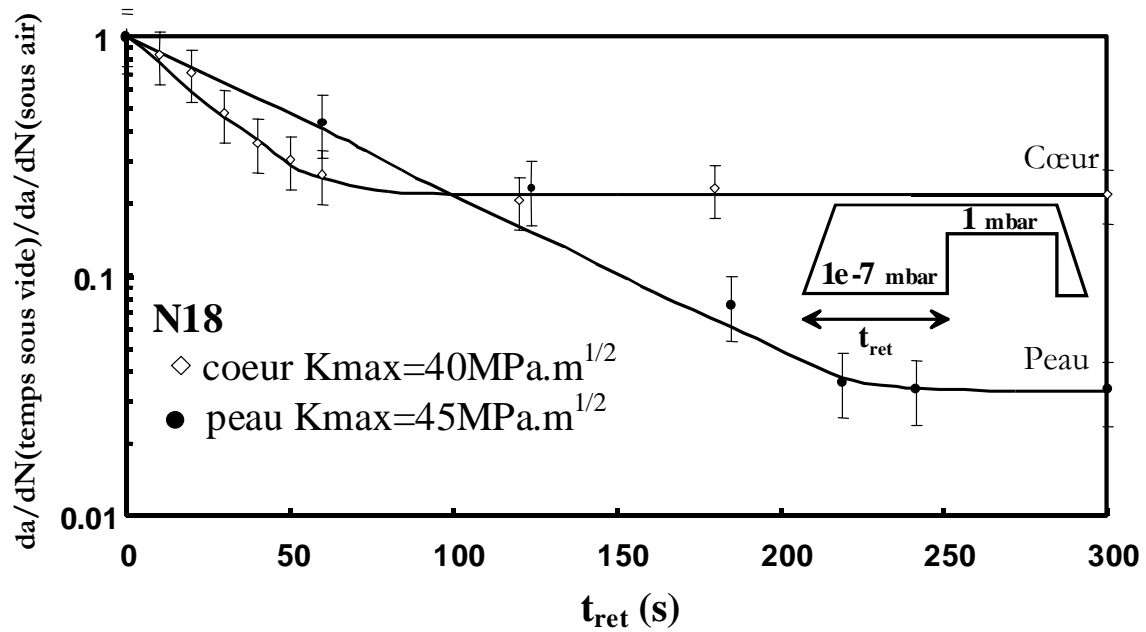


Figure III.3 : comparaison de l'effet du temps passé sous vide au début du temps de maintien entre le coeur et la peau de l'alliage N18 à grains fins (Chassaigne, 1997)

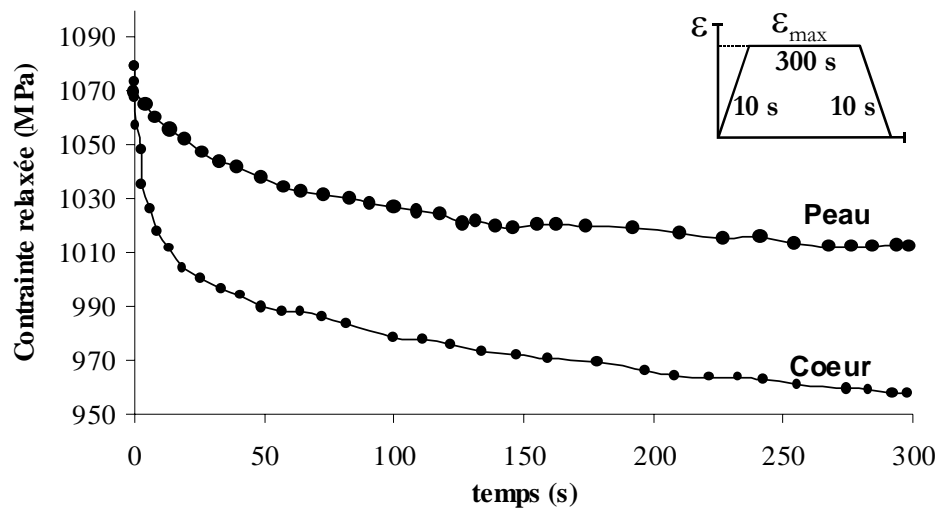


Figure III.4 : contrainte relaxée dans un essai de fatigue-relaxation à déformation totale imposée au cours du temps de maintien de 5 min à la déformation maximale dans l'alliage N18 à grains fins à 650°C (Chassaigne, 1997)

Hochstetter (1994) et Molins (1995) ont montré que le mécanisme d'oxydation de l'alliage N18 se décompose en deux étapes, comme cela avait déjà été observé dans l'Inconel 718 par Andrieu (1987). Dans les premiers instants de l'oxydation, la surface libre du matériau voit la formation d'un oxyde de type $(\text{Ni}, \text{Co})\text{O}$ (figure III.2). Ce type d'oxyde étant poreux, il ne constitue pas une barrière de diffusion suffisante devant l'oxygène. Donc, au bout d'un certain temps, une seconde couche d'oxyde de type Cr_2O_3 , se crée à l'interface du métal et de l'oxyde NiO . L'oxyde Cr_2O_3 forme, en revanche, une couche de passivation qui stoppe tout effet de fragilisation due à l'oxygène.

Andrieu (1987), Hochstetter (1994) et Molins (1995) ont montré que ce mécanisme n'intervient qu'au-dessus d'une certaine pression partielle d'oxygène de transition, PO_2' , qui se situe, à 650°C , à environ 10^3 mbar dans l'alliage N18. En dessous de la pression de transition PO_2' , le mécanisme d'oxydation se réduit simplement à la formation immédiate de la couche de passivation Cr_2O_3 . Ce changement de mécanisme se traduit sur les vitesses de fissuration par une diminution brutale des vitesses en dessous de la pression de transition PO_2' , que l'on soit dans la microstructure de peau ou celle de cœur. Cet effet s'accompagne également d'un changement depuis un mode de rupture intergranulaire ($PO_2 > PO_2'$) à un mode transgranulaire ($PO_2 < PO_2'$).

III.1.2 Mécanismes du couplage entre mécanique et effet d'environnement

Hochstetter (1994) a montré que les effets d'environnement sur les vitesses de propagation ne se produisent qu'en phase avec le chargement mécanique, montrant de ce fait qu'il existe un fort couplage entre ces deux aspects. Dans un premier temps, deux scénarios possibles ont été formulés.

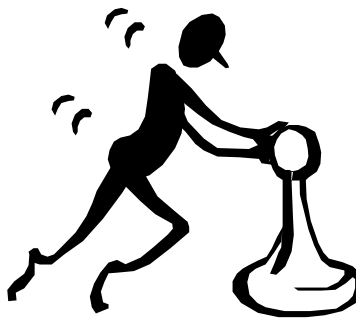
Le premier mécanisme envisagé pour expliquer cette différence entre les microstructures s'appuie sur la nature des déformations aux joints de grains. En effet, nous avons vu dans le chapitre précédent que ce qui différencie essentiellement la microstructure de cœur et celle de peau est la taille des précipités γ'' près des joints de grains. Alors que dans le cœur, les précipités γ'' sont de taille homogène, la peau présente près des joints de grains une bande de précipités γ'' de taille beaucoup plus faible. Or, la taille des précipités intragranulaires dans les superalliages, joue directement un rôle sur la nature des déformations au niveau du grain, comme l'ont montré **Clavel et Pineau (1982)**. Les précipités de petites tailles, comme dans la microstructure de peau, seront plus facilement cisailés par des bandes de dislocations dans le grain que des précipités plus gros, comme dans la microstructure de cœur, qui seront contournés par les dislocations. Le réseau de dislocations ainsi défini pourrait conduire à la localisation de la déformation aux joints de grains dans la peau, et à une déformation plus homogène au niveau du grain, dans le cœur. Dans la peau, ce type de mécanisme pourrait donc entraîner une élévation de la contrainte locale aux joints de grains, ce qui ne serait pas le cas dans le cœur. Bien que cette hypothèse puisse paraître envisageable, Hochstetter fait remarquer que l'épaisseur de la couronne des petits précipités présente près des joints de grains, semble un peu faible pour conduire à une telle élévation de la contrainte pouvant expliquer de si grands écarts de vitesses entre les deux microstructures.

Une seconde hypothèse, la plus probable, repose sur la capacité de la microstructure à relaxer rapidement les contraintes au niveau du joint de grains. **Pineau (1997)** et **Andrieu et Pineau (1998)** partent du principe que le processus d'endommagement intergranulaire est obtenu à cause de la sursaturation lacunaire présente à l'interface métal/oxyde au cours de la formation de NiO . En effet, lorsqu'une contrainte importante est appliquée, la sursaturation lacunaire tend à faire accélérer les vitesses de déformation obtenues par fluage, mais également l'endommagement intergranulaire. En revanche, lorsque la contrainte appliquée est trop faible, cette sursaturation décroît de façon exponentielle. La sensibilité de la microstructure à l'effet d'un temps de maintien, sera donc d'autant plus faible, que le matériau sera capable de relaxer rapidement les contraintes près de cette interface (près du joint de grains). Pour illustrer ce mécanisme, **Chassaigne (1997)** a clairement mis en évidence le rôle de la relaxation des contraintes pendant le temps de maintien sur les effets de vitesses à travers deux expériences spécifiques.

La première expérience consiste à réaliser une diminution partielle de la charge maximale en début du temps de maintien dans l'idée de "forcer" la relaxation des contraintes en pointe de fissure. Chassaigne montre alors qu'en abaissant de 20 % la charge maximale, on parvient à annuler totalement l'effet de temps de maintien sur les vitesses de propagation, dans les deux microstructures. Cet effet s'accompagne également par un changement du mode de rupture. Cette expérience semble montrer qu'il existe une contrainte locale critique en dessous de laquelle les mécanismes d'endommagement par l'environnement sont absents. Même si Pommier (1997) suggère de considérer plutôt un seuil de vitesses de déformation plastique, ce qui pourrait éventuellement s'appliquer dans le cas des essais avec déchargement, il semble, comme nous allons le voir dans la seconde expérience, que l'hypothèse de contrainte seuil soit la seule capable d'expliquer les écarts observés entre les deux microstructures.

La seconde expérience, dont les résultats sont représentés à la figure III.3, consiste à retarder, pendant le temps de maintien, le moment t_{ret} à partir duquel le matériau est exposé à un environnement oxydant. Pour cela, une partie du temps de maintien est réalisé, dans un premier temps, avec une pression (10^{-7} mbar) inférieure à la pression partielle de transition et, dans un second temps, à une pression très supérieure (1 mbar). Les résultats de la figure III.3 permettent de tirer deux conclusions. Premièrement, lorsqu'on retarde l'instant d'exposition à l'oxygène, on diminue les vitesses. A partir d'un certain stade, un palier relatif aux vitesses obtenues sous vide est atteint. Cette constatation permet de conclure que les effets d'environnement ne jouent que sur les premiers instants du temps de maintien. De plus, les deux microstructures présentent un comportement différent. Les effets d'environnement sont, en effet, actifs beaucoup plus longtemps dans la peau (200 s) que dans le cœur (60 s). Ce résultat peut s'expliquer par le fait que le cœur atteint plus rapidement la contrainte seuil que la peau. La capacité de la microstructure de cœur à relaxer rapidement les contraintes peut se vérifier facilement sur un essai de fatigue oligocyclique en imposant un temps de maintien de 5 minutes à la déformation maximale à chaque cycle (figure III.4). Cette différence dans la relaxation des contraintes serait rendue possible par la présence de larges couloirs de matrice, dans la microstructure de cœur, résultant de la taille importante des précipités de cette microstructure et probablement impossible par les petits précipités présents dans la microstructure de peau (Hochstetter, 1994).

En conclusion, compte tenu du mécanisme proposé par ces auteurs, pour optimiser une structure selon un critère de résistance en fatigue-fluage, il faudra choisir, paradoxalement, le superalliage qui présente la moins bonne résistance à la relaxation des contraintes.



III.2 VITESSES D'AVANCEE DES FISSURES DE SURFACE LONGUES

L'objectif de ce paragraphe est de donner les vitesses de propagation des fissures de surface longues (>0.5 mm) et semi-elliptiques, soumises à un chargement uniforme (éprouvette sans entaille) dans l'alliage N18. Quelques données sont fournies par **Clad (1996)** sur la microstructure de cœur, mais nous avons décidé de compléter cette base avec des résultats obtenus sur notre propre matériau. Ces données serviront d'éléments de comparaison avec les vitesses des petites fissures de fatigue se propageant sous un gradient de contraintes (éprouvette entaillée). Pour cela, une géométrie d'éprouvette adaptée a été testée. D'une part, ces éprouvettes permettent d'explorer de faibles valeurs de facteur d'intensité de contrainte ($<15 \text{ MPa}\cdot\sqrt{\text{m}}$) tout en appliquant des niveaux de chargement suffisamment importants. D'autre part, la technique de suivi de fissure utilisée sur ces éprouvettes a été validée au cours de précédents travaux (**Rongvaux (1993)** et **Clad (1996)**) réalisés en particulier au Centre des Matériaux.

III.2.1 Procédure expérimentale

Les essais ont été conduits sur des éprouvettes de type KB2.5 dont le plan est représenté à la figure III.5. Les fissures semi-elliptiques sont amorcées sur un défaut semi-circulaire de rayon 0.3 mm qui a été usiné par électro-érosion. Une pré-fissuration à température ambiante est réalisée sur chaque éprouvette, jusqu'à une profondeur de fissure de 0.5 mm et sous un chargement imposé de fréquence 10 Hz et de rapport de charge $R = 0.1$.

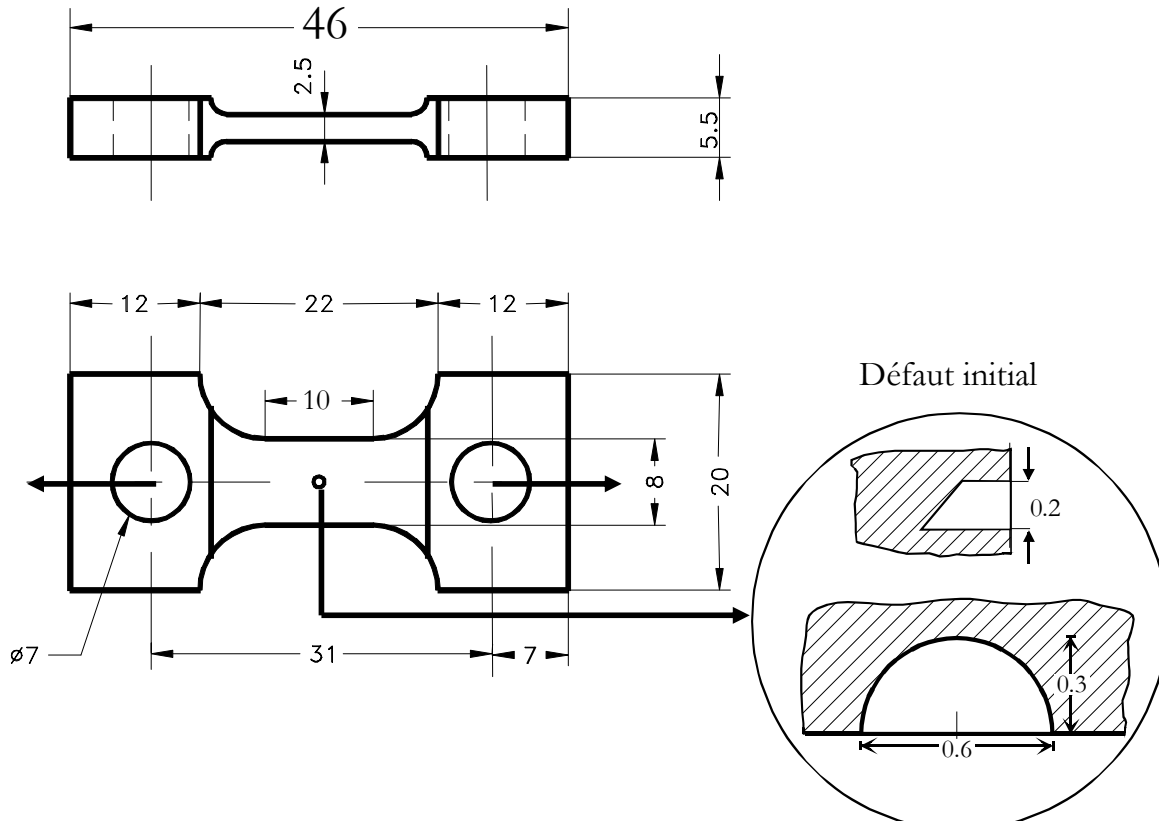


Figure III.5 : plan des éprouvettes KB2.5 permettant d'obtenir les vitesses d'avancée de fissure de surface longue

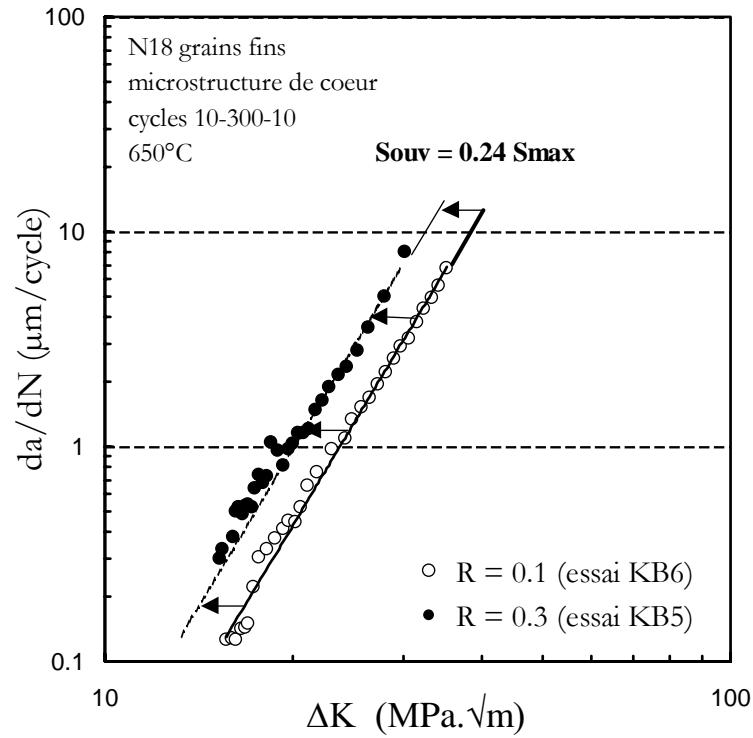


Figure III.6 : *influence du rapport de charge sur les vitesses de propagation de fissure en fatigue-fluage (cycles 10-300-10). Un niveau de fermeture de $S_{ouv}/S_{max} = 24\%$ permet d'annuler l'effet du rapport de charge*

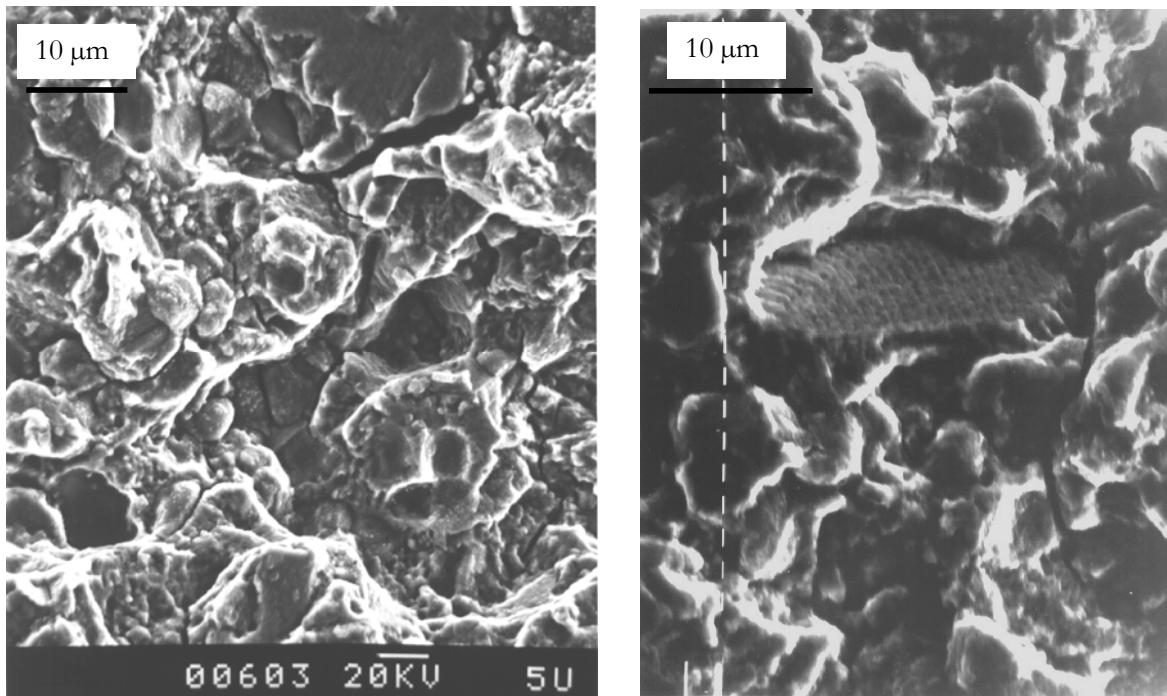


Figure III.7 : *alliage N18 à grains fins en cycles 10-300-10 : rupture intergranulaire à 650°C*

Les essais sont ensuite réalisés à haute température (450°C, 650°C ou 730°C) en appliquant des cycles 10-300-10 ou des cycles 10-10. L'avancée de la fissure a été mesurée par l'intermédiaire d'une technique de prises de potentiel de part et d'autre de la fissure, l'éprouvette étant traversée par un courant pulsé de 3 A. La courbe de calibration utilisée (profondeur de fissure mesurée, a , en fonction du potentiel électrique mesuré) est celle utilisée par Clad (1996) sur l'alliage N18 à 650°C. Cette courbe de calibration est donnée en annexe B. Chaque essai a été mené jusqu'à une profondeur de fissure de 2 mm ($a/t = 0.8$). Les dimensions de l'éprouvette KB2.5 sont fixées pour permettre le calcul du facteur d'intensité de contraintes donné par **Newman et Raju (1981)**. Cette formule est fournie, à titre de rappel, à l'annexe E. Des rapports de charge de 0.1 et 0.3 ont été appliqués, ainsi qu'une charge maximale imposée variant de 650 à 800 MPa selon les essais. Les essais ont été réalisés de façon isotherme en utilisant 3 thermocouples soudés sur le fût de l'éprouvette. Nous nous sommes assurés que le gradient de température entre les deux têtes de l'éprouvette ne dépassait pas 5 °C. Enfin, un marquage de front (température ambiante et fréquence de 10 Hz) a été réalisé à mi-essai ($a \approx 1$ mm) pour vérifier le rapport de forme (a/c) de la fissure. Nous avons pu vérifier également que les points obtenus permettaient de valider la courbe de calibration utilisée (voir annexe B). Tous les essais ont été reproduits au moins deux fois et ont pu être modélisés par une droite de Paris ($da/dN = C.(\Delta K)^n$). Des détails complémentaires sur la procédure expérimentale utilisée sont présentés en annexe B.

III.2.2 Vitesses de propagation dans la microstructure de cœur de l'alliage N18 à grains fins

Nous allons présenter dans ce paragraphe les résultats relatifs à la microstructure de cœur de l'alliage N18 à grains fins. Le paragraphe suivant sera, quant à lui, consacré à l'alliage à gros grains.

III.2.2.1 Résultats en fatigue-fluage (cycle 10-300-10)

Les résultats obtenus en fatigue-fluage sont donnés à la figure III.6 pour différents rapports de charge. Ces résultats ont été représentés en fonction de l'amplitude du facteur d'intensité de contraintes, $\Delta K = K_{\max} - K_{\min} = K_{\max} \cdot (1 - R)$. Il apparaît clairement, sur cette figure, que les vitesses de propagation varient avec le rapport de charge. Cet écart peut s'expliquer par des effets de fermeture de fissure, auxquels nous consacrerons un chapitre entier (VIII). Cependant, en supposant qu'à $R = 0.3$, les effets de fermeture sont presque nuls, il a été possible d'évaluer par ajustement de la courbe à $R = 0.1$, un niveau d'ouverture de fissure de l'ordre de $S_{\text{ouv}} = 0.24 S_{\max}$. Cette valeur semble conforme aux résultats présentés sur l'alliage N18 avec des éprouvettes CT contenant des fissures de longueurs plus importantes. En effet, Hochstetter (1994) a déterminé dans ces éprouvettes, en fatigue continue (0.5 et 0.05 Hz), un niveau d'ouverture identique. Cette similitude entre deux géométries d'éprouvette très différentes peut s'expliquer par le fait que, sur les KB2.5, la fermeture est calculée au cœur de l'éprouvette, à l'endroit du front de fissure où les conditions de confinement plastique sont les plus proches de celles observées dans les éprouvettes CT utilisées par Hochstetter.

Les vitesses de propagation ne présentent donc plus aucune dépendance vis-à-vis du chargement appliqué dès qu'elles sont corrélées en fonction de l'amplitude effective du facteur d'intensité des contraintes, $\Delta K_{\text{eff}} = K_{\max} (1 - S_{\text{ouv}}/S_{\max})$.

A 650°C, le mode de rupture obtenu est globalement intergranulaire avec la présence de fissures secondaires profondes (micrographie III.7a). Cependant, nous avons observé sur quelques grains une rupture de type transgranulaire comportant des stries de fatigue (micrographie III.7b). Ces observations sont similaires à celles réalisées par Hochstetter (1994).

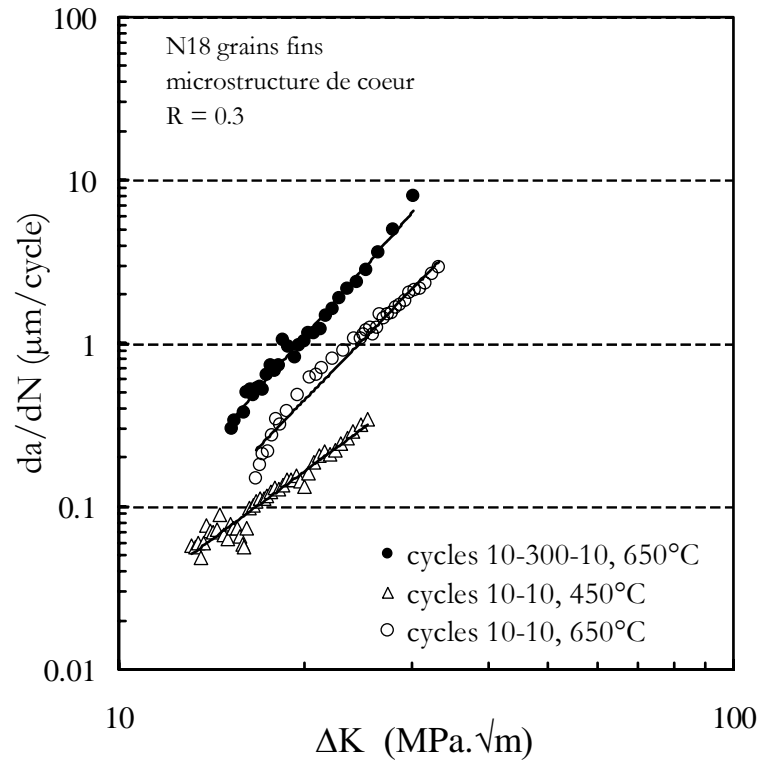


Figure III.8 : comparaison des résultats en fatigue continue et en fatigue-fluage

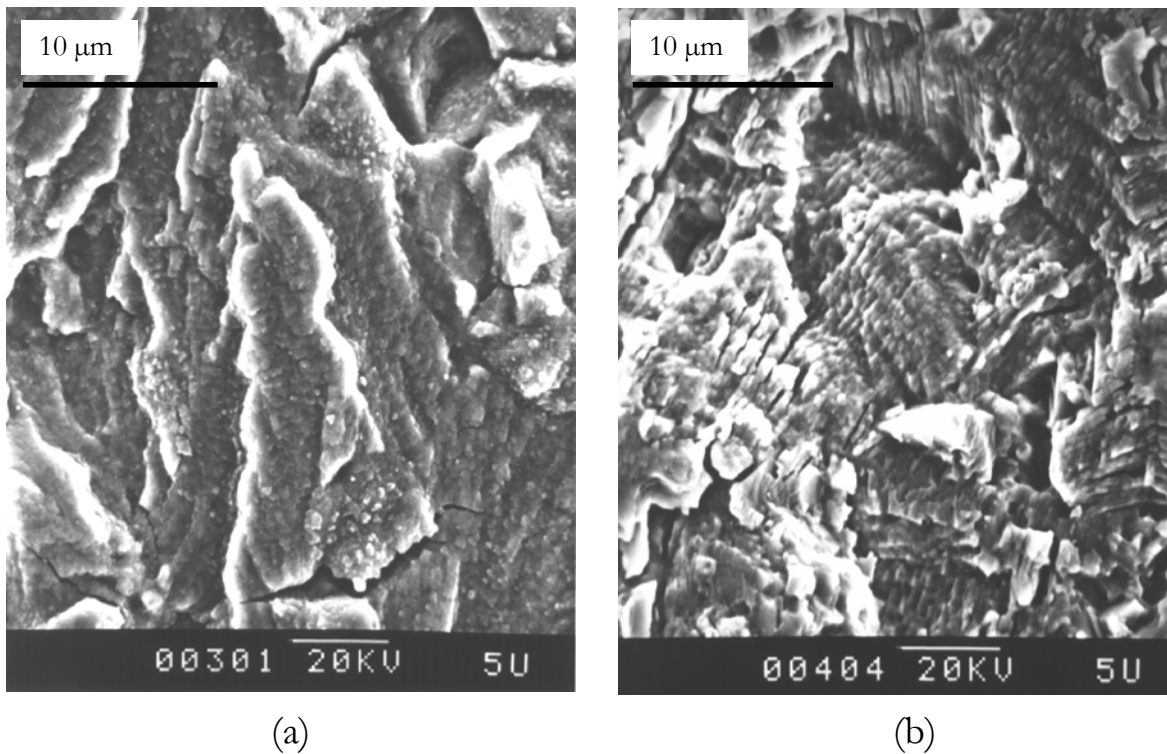


Figure III.9 : alliage N18 à grains fins en cycles 10-10 : rupture transgranulaire (a) à 650°C et (b) à 450°C

Le mode de rupture que nous avons obtenu, laisse croire que les effets d'environnement sont du même ordre que ceux observés par cet auteur sur les éprouvettes CT. Cela a pu être vérifié sur des essais réalisés avec des cycles sans temps de maintien (cycles 10-10).

III.2.2.2 Résultats en fatigue continue (cycle 10-10)

Lorsque des cycles sans temps de maintien sont appliqués à 650°C (figure III.8), nous constatons effectivement une diminution des vitesses d'avancée de fissure, d'un facteur 2 à 3, par rapport aux vitesses obtenues avec un temps de maintien. Cette diminution s'accompagne d'un changement dans le mode de rupture qui devient transgranulaire (micrographie III.9a). Quand la température d'essai est abaissée (450°C), la couche d'oxyde sur le faciès de rupture transgranulaire est d'épaisseur moins importante qu'à 650°C, comme le montre la micrographie III.9b. De plus, lorsque les vitesses obtenues en cycles 10-10 sont comparées à 650°C et 450°C (figure III.8), il apparaît une diminution significative des vitesses (facteur 2 à 3) avec la température. Cependant, nous pouvons supposer qu'en dessous de 450°C, les vitesses de propagation ne présentent plus d'écart important en diminuant la température.

III.2.3 Vitesses de propagation dans l'alliage N18 à gros grains à 650°C et 730°C

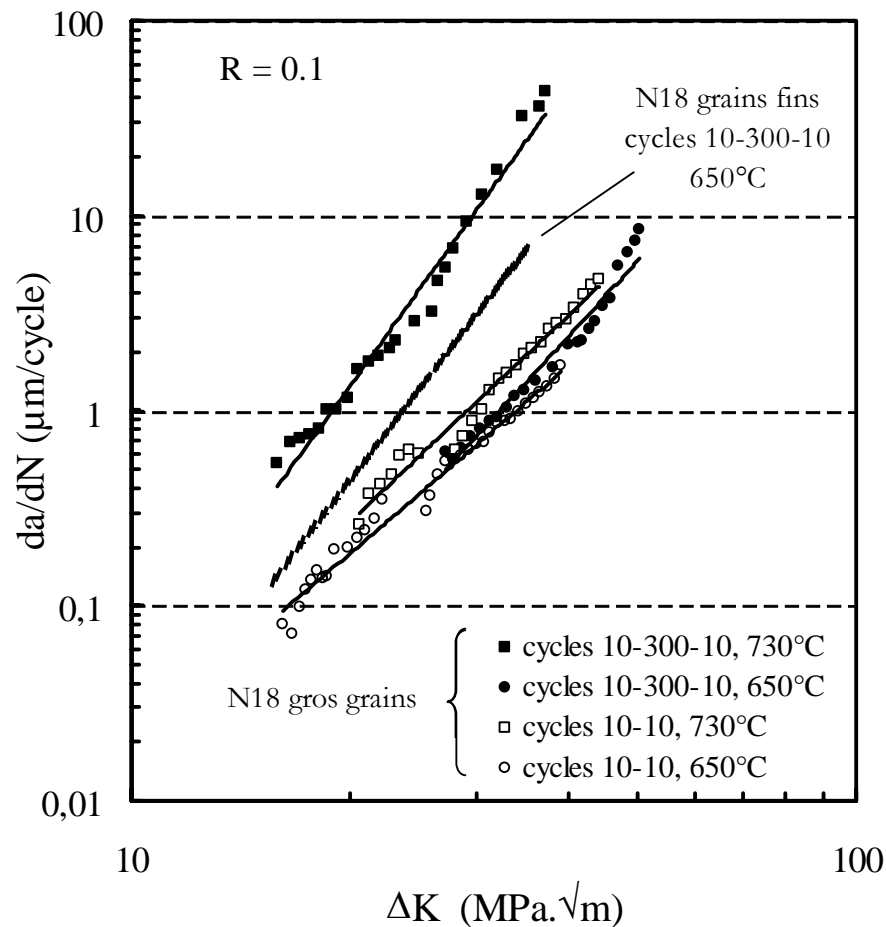


Figure III.10 : vitesses d'avancée de fissure dans l'alliage N18 à gros grains à 650°C et à 730°C

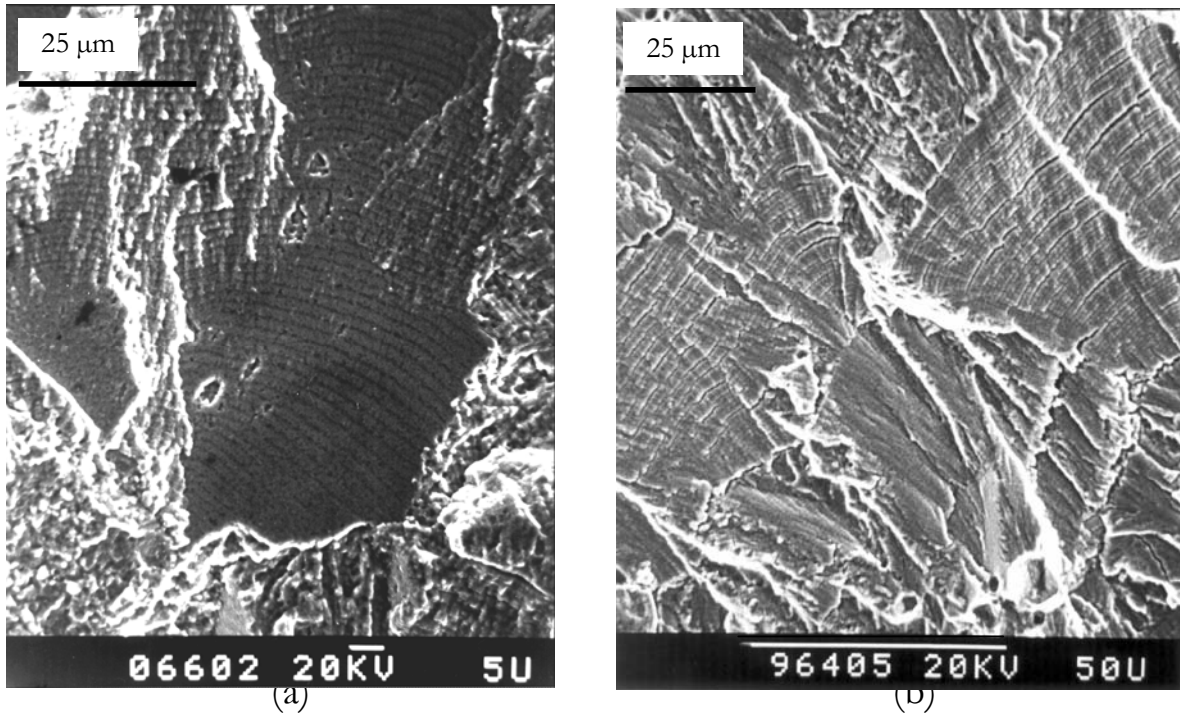


Figure III.11 : alliage N18 à gros grains à 650°C : rupture transgranulaire (a) en cycles 10-300-10 et (b) en cycles 10-10

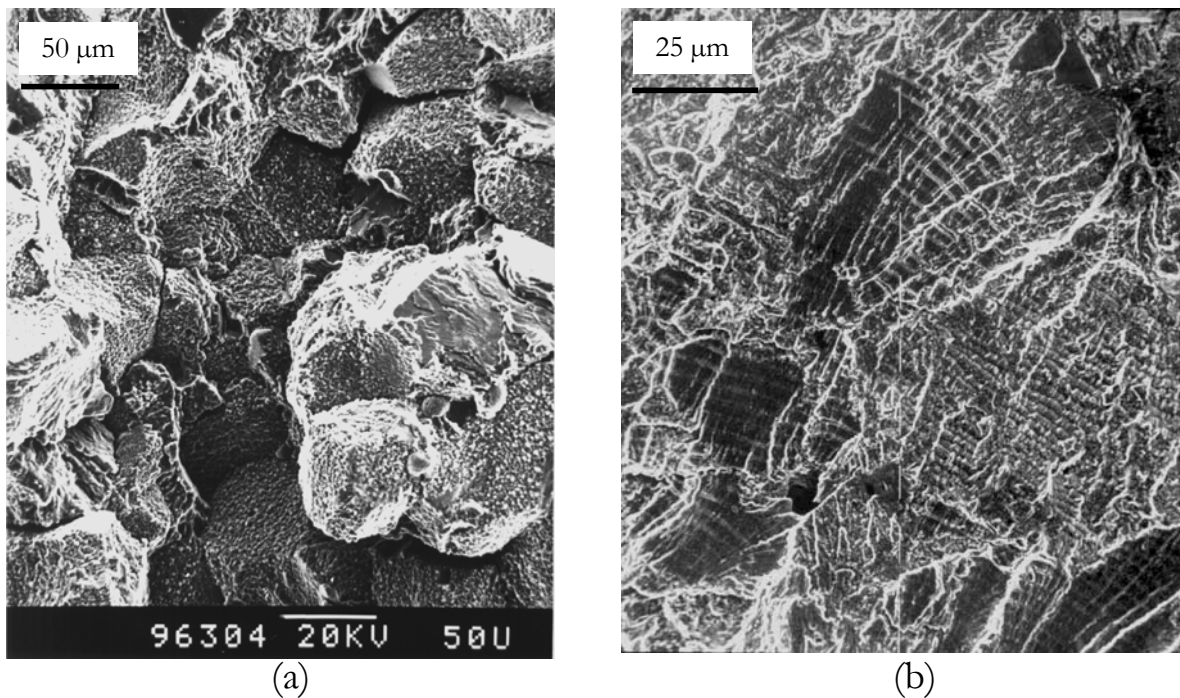


Figure III.12 : alliage N18 à gros grains à 730°C : (a) rupture intergranulaire en cycles 10-300-10 ; (b) rupture transgranulaire en cycles 10-10

L'alliage à gros grains possède des caractéristiques en fissuration par fatigue-fluage très différentes de celles présentées sur l'alliage à grains fins.

En effet, à 650°C, l'alliage à gros grains présente un mode de rupture transgranulaire en fatigue-fluage (micrographie III.11a), par opposition à l'alliage à grains fins qui se situe, dans les mêmes conditions, dans un régime intergranulaire. Le faciès de rupture observé en fatigue-fluage est très peu différent du faciès de rupture transgranulaire observé en fatigue continue (cycles 10-10, micrographie III.11b). Cette similitude est en accord avec le fait que les vitesses de propagation de fissure soient identiques à 650°C (figure III.10). A cette température, l'alliage à gros grains présente donc toutes les caractéristiques d'une microstructure dépendant exclusivement de l'amplitude de chargement (voir le début de ce chapitre). Nous avons donc tenté de déterminer les limites du régime transgranulaire en augmentant de façon significative la température.

A 730°C, le régime intergranulaire est effectivement atteint en fatigue-fluage (micrographie III.12a). Nous avons pu vérifier qu'avec des cycles 10-10, le régime reste transgranulaire (micrographie III.12b). Pour ce qui est des vitesses de propagation, des conclusions similaires peuvent donc être tirées entre l'alliage à grains fins à 650°C et l'alliage à gros grains à 730°C (figure III.10). Ces résultats montrent que le comportement en fatigue-fluage est bien meilleur dans l'alliage à gros grains que dans celui à grains fins.

Cette conclusion semble confirmer deux effets liés à l'augmentation de la taille de grains.

Le premier effet est lié à la microstructure. De nombreux travaux, comme ceux de **Pédron et Pineau (1982)** sur l'Inconel 718 à 650°C, ont montré qu'en augmentant la taille des grains dans les alliages base Nickel, les vitesses de propagation en fatigue-fluage diminuent de façon significative. Cette différence peut s'expliquer par le fait que dans l'alliage à grains fins, la surface formée par les joints de grains qui est exposée à une pénétration de l'oxygène, est plus importante que dans l'alliage à gros grains.

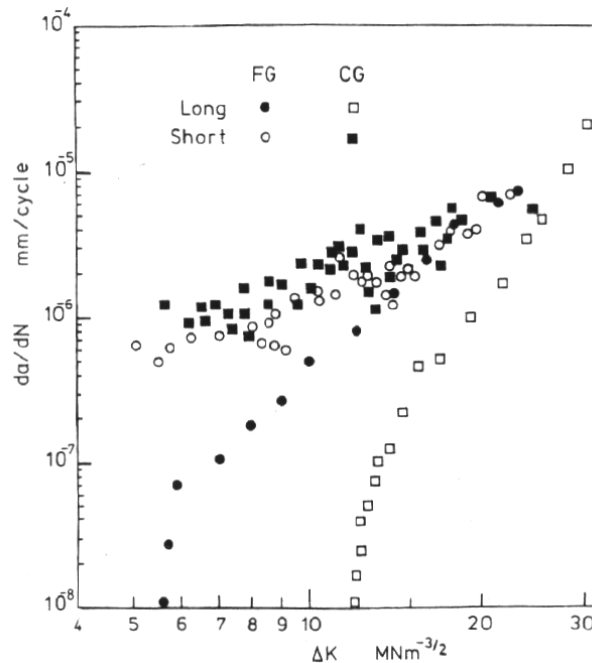


Figure III.13 : vitesses de propagation à température ambiante entre fissure courte et longue ; Comparaisons entre l'Astroloy à grains fins de taille 12 μm (FG) et celui à gros grains de taille 50 μm (CG) par Brown et al. (1984)

Le second effet est un effet d'environnement. Les résultats que nous avons obtenus, vont dans le sens de l'hypothèse proposée par Andrieu et Pineau (1998) selon laquelle il existe une relation directe entre la taille des précipités γ'_{II} et l'importance des effets d'environnement intervenant au cours du temps de maintien. En effet, il semble que l'alliage à gros grains soit moins sensible à l'effet d'environnement, car les précipités γ'_{II} sont plus gros dans cet alliage que dans celui à grains fins (chapitre II). Cet effet se traduit donc par une diminution des vitesses de propagation en fatigue-fluage avec l'alliage à gros grains. Il s'agit, en réalité, d'un effet indirect, contrairement au premier effet que nous avons décrit, car nous aurions pu obtenir un résultat allant dans le sens opposé avec l'alliage à gros grains si la taille des précipités γ'_{II} avait été plus petite que dans l'alliage à grains fins, ce qui est réalisable en modifiant les traitements thermiques au cours de la mise en œuvre du matériau.

Cependant, ces résultats concernent uniquement des fissures longues. En étudiant des fissures de plus petite taille (< 0.4 mm), nous nous sommes demandés si nous pouvions retrouver des résultats identiques. En effet, certains travaux en relation avec des petites fissures ont montré qu'en augmentant la taille des grains, il était possible de tirer des conclusions différentes de celles obtenues avec des fissures longues. **Brown et al. (1984)** ont, par exemple, observé (figure III.13) à partir du superalliage Astroloy, pas très éloignée de l'alliage N18, qu'il ne semble plus y avoir d'effet de la taille des grains sur des fissures de surface de petite taille ($0.015 < a < 1$ mm). Il semble même possible d'atteindre des vitesses supérieures avec un alliage à gros grains, comme le montrent les résultats de **Lankford (1982)** obtenues également sur de petites fissures, à la figure I.6b qui a déjà été présentée. En revanche, ces résultats sont obtenus à partir d'essais réalisés en fatigue à température ambiante et ne peuvent pas être directement transposables au cas de la fatigue-fluage à haute température. Nous nous proposons d'étudier ce point plus en détail dans la partie consacrée à la discussion (Chapitre IX).

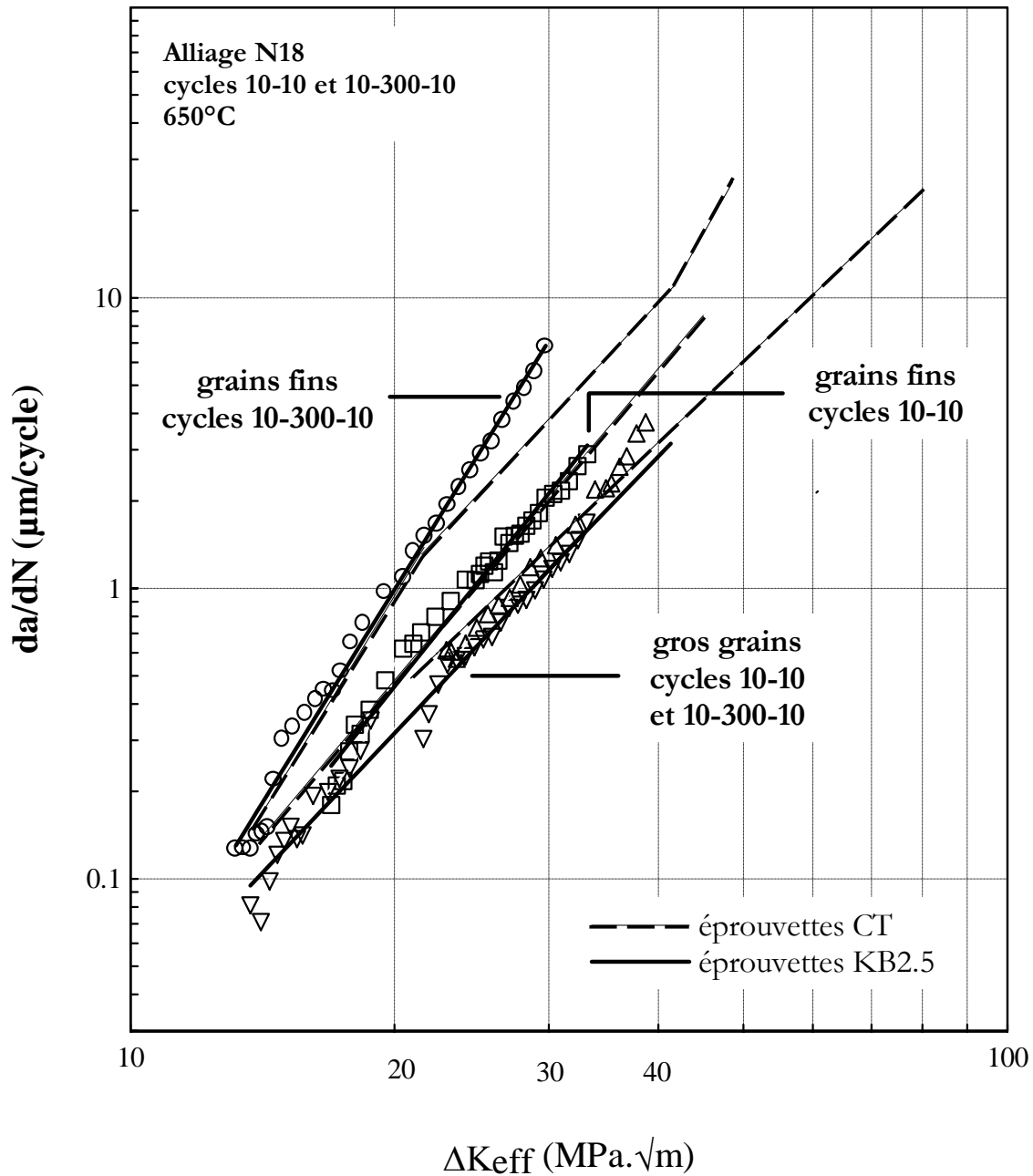


Figure III.14 : récapitulatif des vitesses de propagation de fissures longues dans l'alliage N18 à 650 °C (éprouvettes sans entaille, CT et KB2.5). Les deux types d'éprouvette sont supposés avoir le même niveau de fermeture ($S_{ouv}/S_{max} = 0.24$). Les résultats sur éprouvettes CT sont ceux obtenus par Hochstetter (1994), Chassigne (1997) et des sources internes SNECMA. Les deux alliages sont supposés avoir également le même niveau de fermeture.

— pour résumer —

Une étude bibliographique des effets de l'environnement sur les vitesses de propagation des fissures longues (< 0.5 mm) soumises à un chargement uniforme, a été réalisée sur l'alliage N18 à 650°C . Ces résultats, obtenus sur des éprouvettes de type CT contenant des fissures 2D, ont été complétés par des essais réalisés sur des éprouvettes KB2.5 contenant des fissures de surface de forme semi-elliptique.

Les résultats obtenus dans la littérature sur l'alliage N18 à grains fins à 650°C , ont montré que les vitesses de propagation de fissure mesurées sous air en fatigue-fluage (cycles 10-300-10) sont significativement supérieures à celles obtenues en fatigue continue (cycles 10-10). Cette différence s'accompagne d'une modification du mode de rupture depuis un mode intergranulaire (cycles 10-300-10) vers un mode transgranulaire (cycles 10-10). De plus, ces écarts de vitesses sont beaucoup plus importants dans la microstructure de peau que dans celle de cœur.

Ces études ont mis en évidence que les effets d'environnement sur les vitesses de propagation ne se produisent qu'en phase avec le chargement mécanique. D'une part, ils interviennent de façon nocive au début du maintien à la charge maximale, puis, très peu sur le reste du temps de maintien. D'autre part, ils se manifestent sur une plus faible durée dans le cœur (60 s) que dans la peau (200 s). Des essais spécifiques ont permis d'établir une relation entre les mécanismes de l'endommagement intergranulaire intervenant aux joints de grains et la capacité du matériau à relaxer rapidement les contraintes. Le comportement très différent des deux microstructures peut donc s'expliquer de la façon suivante. La microstructure de cœur relaxe beaucoup plus vite les contraintes en pointe de fissure que celle de peau. Cette différence dans le mode de relaxation des deux microstructures est directement lié à la répartition et à la taille des précipités γ'' dans le grain. La microstructure de cœur atteint donc plus rapidement la contrainte critique en dessous de laquelle les mécanismes de passivation par l'oxyde peuvent, à eux seuls, stopper les effets de l'environnement.

Cette hypothèse semble pouvoir s'étendre à l'ensemble des superalliages base nickel. Pour faire en sorte que la résistance à la fissuration par fatigue-fluage d'une structure soit la meilleure, il faudra choisir, paradoxalement, le superalliage présentant la plus faible résistance à la relaxation des contraintes.

Les résultats sur éprouvette KB 2.5 semblent aller dans le sens des résultats obtenus sur éprouvette CT, comme le montre la représentation récapitulative III.14 obtenue en supposant que l'alliage à gros grains et l'alliage à grains fins ont un même niveau de fermeture (24%) à $R = 0.1$, ce qui reste une hypothèse forte. Dans le cas de l'alliage à grains fins, nous avons retrouvé des effets d'environnement comparables en fatigue-fluage à 650°C . En revanche, à cette température, l'alliage à gros grains semble peu sensible à l'environnement. Cet alliage a la particularité de lier deux effets : l'effet de taille de grains qui abaisse les vitesses de fissuration en utilisant un alliage à gros grains et l'effet d'environnement qui semble moins important quand la taille des précipités γ'' augmente. Il sera intéressant d'examiner plus en détail le comportement de ce matériau avec de toutes petites fissures, pour confirmer si les propriétés en fatigue-fluage restent toujours meilleures que dans l'alliage à grains fins.

Bibliographie du chapitre III

[1] **ANDRIEU E.**

Influence de l'environnement sur la propagation des fissures dans un superalliage base nickel : Inconel 718
Thèse doctorat de l'Ecole des Mines de Paris, (1987)

[2] **ANDRIEU E. and PINEAU A.**

Study of the coupled phenomena involved in the oxydation assisted intergranular cracking of Ni based superalloys
Proceeding of the 3rd European mechanics of materials conference "mechanics and Multi-physics processes in solids : experiments, modelling, applications", 23-25 november (1998), Oxford (UK)

[3] **BROWN C.W., KING J.E. and HICKS M.A.**

Effects of microstructure on long and short crack growth in nickel base superalloys
Metal Sci., 18, (1988) pp. 374-380

[4] **CHASSAIGNE J.C.**

Fissuration à hautes températures du superalliage base nickel N18 élaboré par métallurgie des poudres, étude du couplage mécanique-environnement en pointe de fissure.
Thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris – (1997)

[5] **CLAD T.**

Microstructures et propagation de fissures dans la soudure par friction – inertie de l'alliage N18
Thèse doctorat de l'Ecole des Mines de Paris, (1996)

[6] **CLAVEL M. and PINEAU A.**

I : experimental results on low cycle fatigue, fatigue crack propagation and substructures
Materials Sci. Engng, 55, (1982) pp. 157-171

[7] **CLAVEL M. and PINEAU A.**

II : physical modelling of the fatigue crack propagation process
Materials Sci. Engng, 55, (1982) pp. 173-180

[8] **GHONEM H., NICHOLAS T. and A. PINEAU**

Elevated temperature fatigue crack growth in alloy 718 – Part I : effects of mechanical variables
Fat. Fracture Engng Mater. Struct., 16, (1993) pp. 565-576

[9] **GHONEM H., NICHOLAS T. and A. PINEAU**

Elevated temperature fatigue crack growth in alloy 718 – Part II : effects of environmental and material variables
Fat. Fracture Engng Mater. Struct., 16, (1993) pp. 577-590

[10] **HOCHSTETTER G.**

Propagation des fissures à haute température dans le superalliage N18 pour disques de turbomachine. Interactions entre la nature des sollicitations mécaniques et des effets d'oxydation.
Thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris – (1994)

[11] **MOLINS R.**

Oxydation de superalliages à base Nickel

Thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris, (1995)

[12] **NEWMAN, Jr, J.C. and RAJU S.R.**

An empirical stress-intensity factor equation for the surface crack

Engng Fracture Mechanics, 15, n° 1-2, (1981) pp. 185-192

[13] **PEDRON J.P. and PINEAU A.**

The effect of microstructure and environment on the crack growth behaviour of Inconel 718 alloy at 650°C under fatigue, creep and combined loading

Materials Sci. Engng, 56, (1982) pp. 143-156

[14] **PINEAU A.**

High temperature fatigue of Ni-base superalloys : microstructural and environmental effect

Proceeding of the Conf. "Engineering against fatigue", 17-21 mars (1997), Sheffield (UK)

[15] **POMMIER S.**

Modélisation numérique de la propagation de fissures en fatigue-fluage. Etude du N18 à 650°C.

Rapport de contrat SNECMA (765053E), (1997) 80 p

[16] **RONGVAUX J.M.**

Fatigue crack growth rate tests on KB2.5 specimens. Friction welding parameters of the cone / shaft weld
étude SNECMA, (1993)

CHAPITRE IV :

Caractérisation et modélisation

du comportement mécanique

à haute température du superalliage N18

IV.1 Comportement mécanique de l'alliage N18	57
IV.1.1 Traction monotone	57
IV.1.2 Comportement en fatigue et fatigue-relaxation	57
IV.2 Modélisation numérique du comportement en fatigue-relaxation à 650°C	63
IV.2.1 Modèles phénoménologiques utilisés	63
IV.2.2 Identifications préexistantes	71
IV.2.3 Objectifs de l'identification	73
IV.2.4 Identification réalisée sur la microstructure de cœur de l'alliage N18 à grains fins à 650°C	75
Bibliographie du chapitre IV	77

575°C	vitesse de déformation	10^{-2} s^{-1}	10^{-3} s^{-1}	10^{-4} s^{-1}
	$R_{p0.2}$ (MPa)	1033	1048	1027
	R_m (MPa)	1452	1499	1443
	A%	20%	23%	31.5%
650°C	vitesse de déformation	10^{-2} s^{-1}	10^{-3} s^{-1}	10^{-4} s^{-1}
	$R_{p0.2}$ (MPa)	1055	1041	1040
	R_m (MPa)	1423	1367	1260
	A%	28.5%	>19%	24%
700°C	vitesse de déformation	10^{-2} s^{-1}	10^{-3} s^{-1}	10^{-4} s^{-1}
	$R_{p0.2}$ (MPa)	1051	1026	1034
	R_m (MPa)	1329	1232	1148
	A%	21%	30%	13%

Tableau IV.1 : essais de traction monotone sur l'alliage N18 à grains fins (données de Hochstetter, 1994)

650°C	vitesse de déformation	10^{-2} s^{-1}	10^{-3} s^{-1}	10^{-4} s^{-1}
	$R_{p0.2}$ (MPa)	996	993	985
	R_m (MPa)	1359	1340	1279
	Z%	21%	17%	17%
	A%	22%	26%	26%

Tableau IV.2 : essais de traction monotone à 650°C sur l'alliage N18 à gros grains

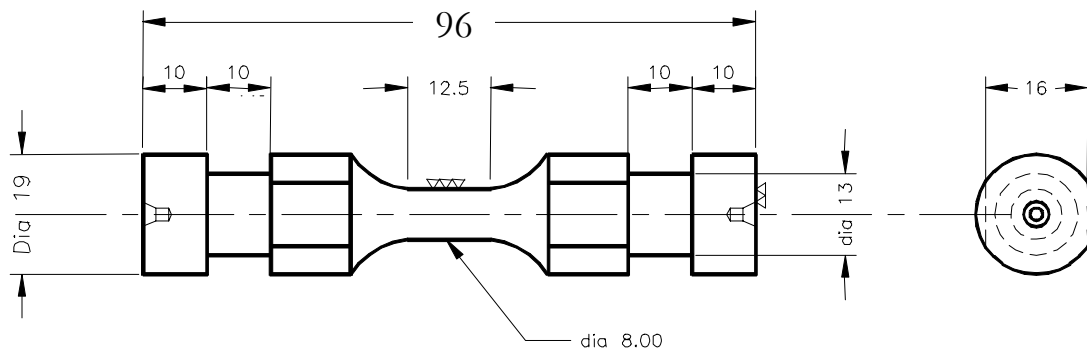


Figure IV.5 : plan d'une éprouvette de fatigue oligocyclique

Ce dernier chapitre de la partie A, consacrée aux propriétés de l'alliage N18, aborde le comportement mécanique en chargement monotone et cyclique. Cette présentation a été orientée suivant deux aspects. Nous avons, tout d'abord, réalisé des essais de traction monotone et de fatigue oligocyclique à haute température (650°C) sur les alliages à gros grains et à grains fins. Les essais de fatigue oligocyclique ont notamment comporté des cycles de fatigue-relaxation incluant un maintien à déformation maximale, pour permettre de mesurer les effets liés à la relaxation du matériau à cette température. Dans un second temps, nous avons repris les lois de comportement du matériau disponible dans la littérature, en vue de préparer la partie C qui sera consacrée à l'étude du chargement mécanique dans les éprouvettes entaillées symétriques. Ces lois ont été comparées aux résultats expérimentaux que nous avons obtenus. Une nouvelle identification est proposée pour mieux répondre aux objectifs que nous nous sommes fixés.

IV.1 COMPORTEMENT MECANIQUE DE L'ALLIAGE N18

IV.1.1 Traction monotone

Les résultats des essais de traction monotone obtenus par **Hochstetter (1994)** sur l'alliage N18 à grains fins, sont présentés au tableau IV.1. Ces résultats montrent que la température (de 575°C à 700°C) et la vitesse de déformation (de 10^{-4} s^{-1} à 10^{-2} s^{-1}) ont un effet très faible sur la limite d'élasticité à 0.2% de l'alliage (1050 MPa). Il n'en va pas de même de la ductilité qui chute lorsque la température augmente ou que les vitesses de déformation diminuent.

Au cours des essais, Hochstetter a observé que le mode de rupture macroscopique des éprouvettes passe d'une rupture en biseau pour les fortes vitesses de déformations ou les faibles températures, à une rupture en cône et cratère, lorsqu'on abaisse les vitesses ou que l'on augmente la température. Le mode de rupture semble donc être en rapport avec la capacité du matériau à se consolider.

Nous avons réalisé des essais complémentaires sur l'alliage N18 à gros grains à 650°C. Le détail de la procédure expérimentale qui a permis d'établir ces résultats, est donné à l'annexe B. Pour ce matériau, la limite d'élasticité à 0.2% est significativement, plus faible, de 50 à 60 MPa, que celle de l'alliage à grains fins. Il en va de même pour la résistance à rupture. Les faciès de rupture macroscopiques n'ont pas présenté de différence significative, c'est-à-dire que la rupture se fait en cône et cratère à 650°C. Cependant, pour répondre de façon plus précise sur ce point, il serait nécessaire de réaliser des essais complémentaires à 575°C et 700°C.

IV.1.2 Comportement en fatigue et fatigue-relaxation

Le comportement cyclique à 650°C des deux alliages a été étudié en fatigue et fatigue-relaxation. Nous avons réalisé une campagne d'essais de fatigue oligocyclique avec des chargements à déformation imposée non symétriques ($R_\epsilon = \epsilon_{\min}/\epsilon_{\max} = 0$) pour mesurer, notamment, la contrainte moyenne des boucles stabilisées, ainsi que des chargements symétriques ($R_\epsilon = -1$) pour étudier plus particulièrement l'aspect cinématique de l'écrouissage. De plus, des essais de fatigue-relaxation (cycles de chargement 10s-300s-10s comportant un maintien de 5 minutes à déformation maximale) ont été inclus dans ces essais afin de mesurer la relaxation de l'alliage sur une courte durée à 650°C. Pour l'alliage à gros grains, nous nous sommes appuyés sur les données de fatigue obtenues par **Schmittbiel (1996)** au Centre des Matériaux. Cependant, nous avons complété ces données sur l'alliage à gros grains par quelques essais de fatigue-relaxation à 650°C.

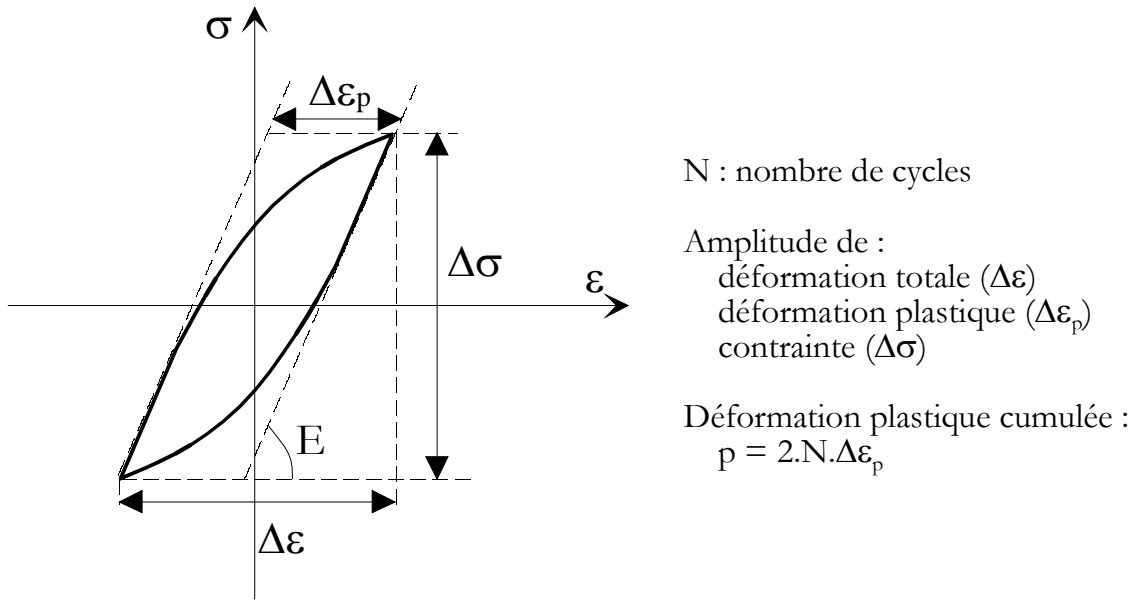


Figure IV.2 : notations utilisées dans les essais de fatigue oligocyclique

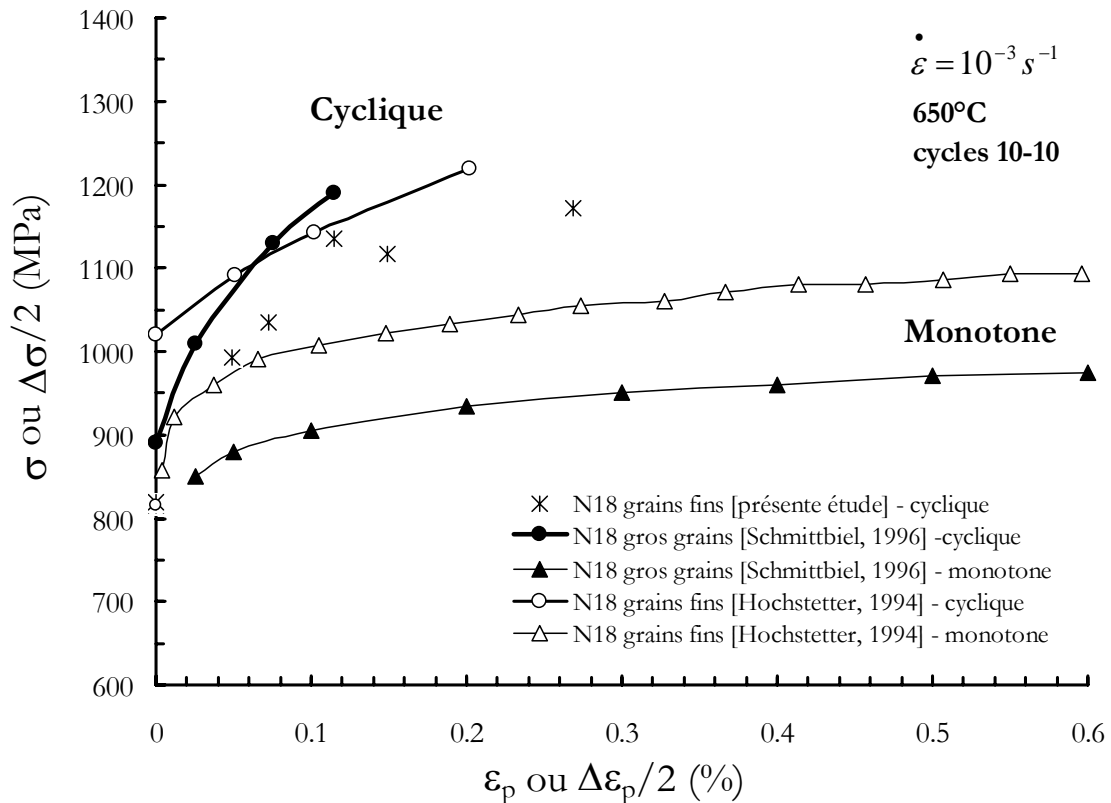


Figure IV.3 : courbes d'écrouissage monotone et cyclique sur l'alliage N18 à 650°C pour une vitesse de déformation de $d\varepsilon/dt = 10^{-3} s^{-1}$ (cycles sans temps de maintien). Contraintes et déformations vraies.

IV.1.2.1 Procédure expérimentale

Les éprouvettes de fatigue oligocyclique ont été usinées dans les mêmes zones du disque (ou du galet) qui ont servi au prélèvement des éprouvettes de fissuration que nous avons testées. Le plan des éprouvettes de fatigue oligocyclique est donné à la figure IV.1. Un polissage mécanique réalisé jusqu'à une granulométrie de 15 μm , a été effectué sur la longueur utile (12.5 mm) de chaque éprouvette. Cependant, nous n'avons pas pu éliminer certaines marques d'usinage aux congés de raccordement, ce qui a eu pour effet d'entraîner principalement la rupture des éprouvettes dans ces zones. Cependant, les durées de vies mesurées sont en accord avec les résultats obtenus par d'autres (figure B.4, annexe B). Les essais ont été réalisés à 650°C (régulation du four obtenue avec 3 thermocouples soudés sur les têtes de l'éprouvette). Ils ont été menés à déformation totale imposée ($\Delta L/L_0$) en utilisant un extensomètre à jauge de type LR de sensibilité 23.4 mV/ μm pour une base de mesure de $L_0 = 10$ mm. Enfin, le module d'Young du matériau ($E \approx 170$ GPa) a été vérifié avant chaque essai à 650°C. La réponse en contrainte a été mesurée à l'aide d'une cellule de charge de capacité 100 kN. Ces essais ont permis de déterminer tous les paramètres mécaniques définis à la figure IV.2. Des détails complémentaires sur la procédure expérimentale adoptée sont fournis à l'annexe B.

IV.1.2.2 Courbes d'écrouissage à 650°C

Les résultats complets concernant chaque essai sont disponibles à l'annexe B. Nous avons mis dans cette annexe les résultats suivants :

- les amplitudes des boucles stabilisées ($\Delta\sigma$, $\Delta\epsilon$, $\Delta\epsilon_p$)
- le nombre de cycles réalisés avant d'atteindre la stabilisation des boucles et le nombre de cycles à rupture
- l'amplitude de contrainte relaxée pendant le temps de maintien de 5 minutes à déformation maximale pour les essais de type fatigue-relaxation.

Les courbes d'écrouissage cyclique des deux alliages sont comparées aux courbes d'écrouissage monotone à la figure IV.3. Les courbes d'écrouissage cyclique sont tracées uniquement à partir des essais comportant des cycles sans temps de maintien. Sur cette figure, il apparaît clairement que les deux alliages présentent une consolidation cyclique importante à 650°C. De plus, si l'on compare le comportement de ces alliages en chargement monotone, nous pouvons constater que la courbe d'écrouissage de l'alliage à grains fins est supérieure, de près de 100 MPa, à celle obtenue sur l'alliage à gros grains. En revanche, cet écart diminue de façon significative dans le cas d'un chargement cyclique. Il semble que l'alliage à gros grains présente même un écrouissage cyclique légèrement supérieur à celui rencontré sur l'alliage à grains fins. Nous avons évalué la limite d'élasticité sous chargement cyclique à $R_{p0.2}^c = 1150$ MPa dans l'alliage N18 à grains et à $R_{p0.2}^c = 1200$ MPa dans l'alliage à gros grains. De plus, les résultats de Hochstetter (1994) sur l'alliage à grains fins sont légèrement supérieurs à nos résultats, car les vitesses testées par Hochstetter sont un peu plus grande que $d\epsilon/dt = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

IV.1.2.3 Micro-mécanismes de déformation dans l'alliage N18 et relation avec l'écrouissage

micromécanismes en fatigue

La nature de l'écrouissage dans le cas des alliages durcis par précipitation, est directement liée au mouvement des dislocations vis-à-vis de la phase durcissante. Dans le cas des superalliages base nickel, le mouvement des dislocations est régi directement par la taille des précipités γ'' .

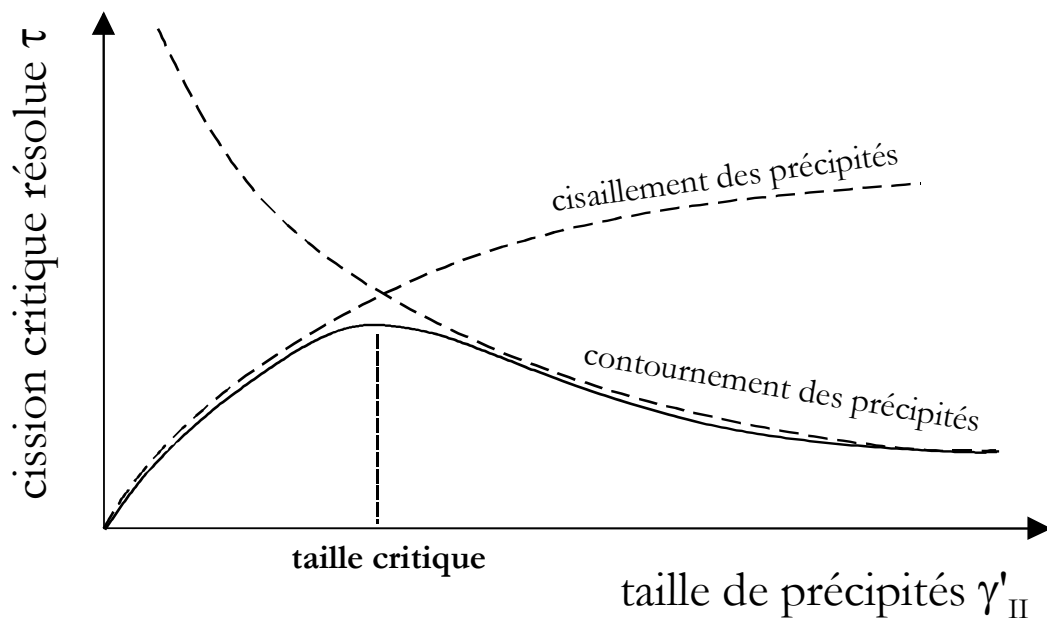


Figure IV.4 : interactions entre le mouvement des dislocations et la taille des précipités γ'_{II} dans les alliages durcis par précipitation

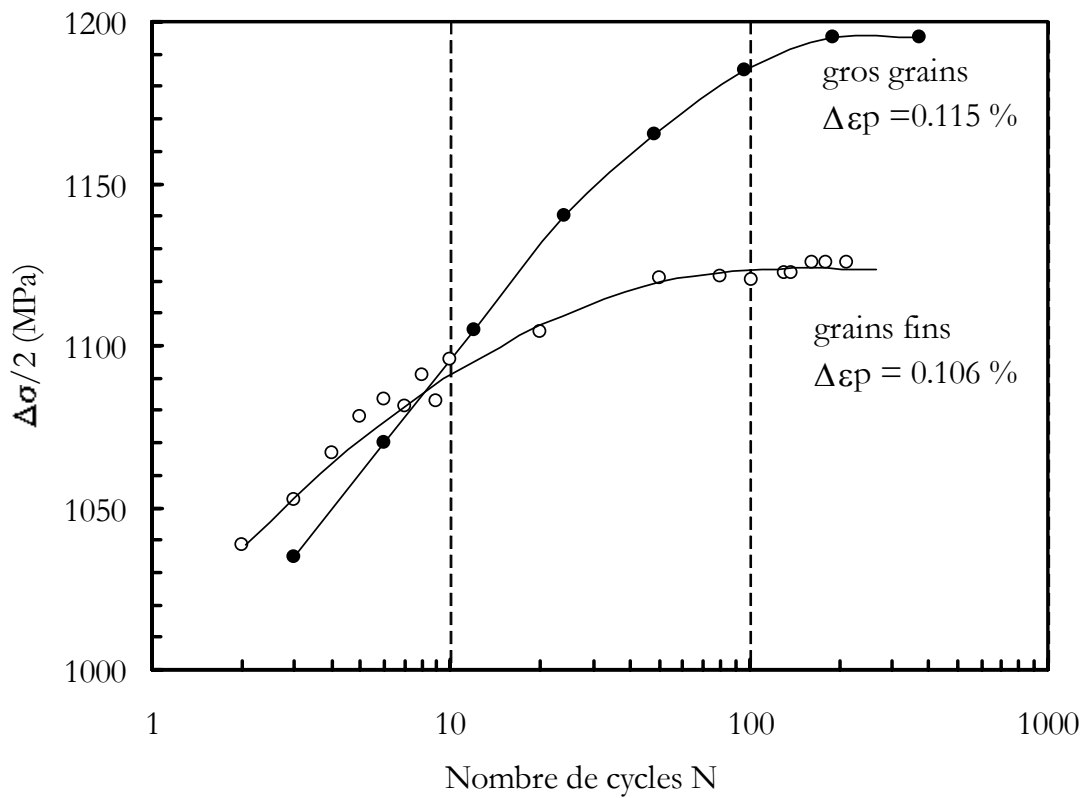


Figure IV.5 : évolution de la consolidation cyclique en fonction du nombre de cycles

Cette constatation a été étudiée en détail sur l'Inconel 718 et sur le Waspaloy (Stoltz et Pineau (1978) et Clavel et Pineau (1982)). Ce mécanisme peut également s'appliquer à l'alliage N18.

Lorsque leur taille est suffisamment faible (< 80 nm), les précipités γ'' peuvent plus facilement être cisailés par les dislocations, comme le montre la figure IV.4. Ce mécanisme de franchissement des précipités conduit à une localisation de la déformation dans les grains. Dans ce cas, la déformation se caractérisera par des bandes de glissement réparties de façon hétérogène. De plus, ce type de mécanisme se rencontre principalement dans les matériaux présentant un faible écrouissage cinématique (cette notion sera définie plus en détail dans le paragraphe consacré à la modélisation du comportement). Nous pourrions envisager de rapprocher ce type de mécanisme de celui rencontré dans la microstructure de peau de l'alliage N18 à grains fins, car cette microstructure possède de fins précipités (50 nm) près des joints de grains. Cependant, aucune observation microstructurale n'a encore permis de confirmer cette hypothèse dans cette microstructure. En revanche, lorsque les précipités γ'' ont une taille plus importante (> 80 nm), les dislocations vont plus facilement les contourner suivant un mécanisme d'Orowan et former des boucles autour de ces précipités. Ce mécanisme va donc entraîner des bandes de déformation réparties de façon homogène à l'échelle du grain et favoriser ainsi un fort écrouissage cinématique, à cause des fortes contraintes internes engendrées par ces boucles. Dans ce cas, le mécanisme de déformation de la microstructure de cœur de l'alliage à grains fins et celui de l'alliage à gros grains sembleraient pouvoir être rattachés à ce type de mécanisme. L'évolution de l'amplitude de contrainte $\Delta\sigma$ en fonction du nombre de cycles appliqués semble confirmer cette hypothèse (figure IV.5). En effet, nous avons constaté, dans ces deux alliages, une saturation rapide de la consolidation du matériau, ce qui est caractéristique d'un mécanisme de contournement des précipités par les dislocations (Pineau et Pétrequin, 1980).

En résumé, à partir des mécanismes d'interaction possibles entre les dislocations et les précipités γ'' , il semble probable de trouver un écrouissage à dominante cinématique dans les deux alliages étudiés. Des observations plus approfondies au MET pourraient être réalisées pour confirmer ces mécanismes de déformation en fatigue dans l'alliage N18 à 650°C.

Micromécanismes en fluage et relaxation à 650°C

Provendier-Aubourg (1994) a étudié les mécanismes de déformation dans l'alliage N18 à grains fins à 650°C. Ces mécanismes se partagent en 3 stades (figure IV.7) :

- un mécanisme 0 qui correspond à des déplacements très lents de dislocations (cas des vitesses de déformation très lentes ($< 10^{-8}$ s $^{-1}$) et/ou des contraintes basses ($\sigma < \sigma_0$)). Ce mécanisme se caractérise par un cisaillement de la phase γ et des précipités γ' par des défauts d'empilement et se rencontre principalement en fluage et en fin de relaxation.
- un mécanisme I qui correspond à des déplacements lents de dislocations (cas des vitesses de déformation lentes (10^{-8} s $^{-1}$ $< d\varepsilon/dt < 10^{-6}$ s $^{-1}$) et/ou des contraintes intermédiaires ($\approx \sigma_0$)). Ce mécanisme se caractérise par un contournement des précipités γ'' par des dislocations partielles avec création de défauts d'empilement dans les couloirs de matrice. Il se rencontre principalement en début de fluage, en traction lente et en relaxation à forte déformation plastique imposée ($= 1.4\%$) et faible vitesse de déformation ($< 10^{-5}$ s $^{-1}$).
- un mécanisme II qui correspond à des déplacements rapides de dislocations (cas de vitesses de déformation rapides ($> 10^{-6}$ s $^{-1}$) et/ou de fortes contraintes ($\sigma > \sigma_0$)). Ce mécanisme se caractérise d'une part, par un cisaillement des précipités γ'' par des paires et des dislocations parfaites et, d'autre part, par un contournement des mêmes précipités par des dislocations parfaites. Il se rencontre principalement en traction et en début de relaxation pour de faibles déformations plastiques imposées ($= 0.2\%$) et de fortes vitesses de déformation ($> 10^{-6}$ s $^{-1}$).

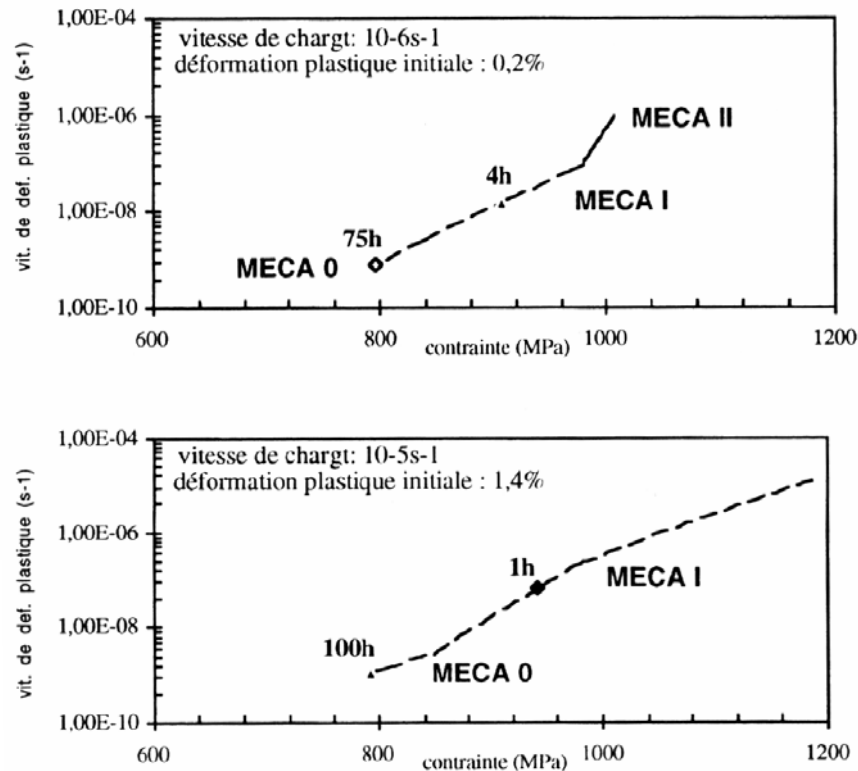


Figure IV.7 : situation des mécanismes de déformation observés au MET sur les courbes de relaxation de l'alliage N18 à 650°C (Provendier-Aubourg, 1994)

Pour de basses vitesses de déformation, Hochstetter (1994) a observé en fluage à 650°C que les précipités γ'_{II} sont peu déformés et que la déformation reste localisée aux couloirs de matrice et se répartit de façon homogène dans l'ensemble des grains. Ces observations semblent donc confirmer un mécanisme de type I dans l'alliage N18 en fluage.

Micromécanismes en fatigue-relaxation et fatigue-fluage

Pommier (1995) a tenté de relier les mécanismes observés en fatigue-relaxation sur une éprouvette lisse, aux différents mécanismes proposés par Provendier-Aubourg (1994) en relaxation. Les résultats obtenus avec des cycles de relaxation 10-300-10 semblent montrer que les mécanismes prépondérants sont de type I et II. De plus, la relaxation des contraintes en début de temps de maintien est très rapide, ce qui écarte, d'emblée, un mécanisme de type 0.

De plus, un essai a été réalisé en fatigue-fluage (cycles 10-300-10) à 650°C sur une éprouvette comportant une entaille de géométrie identique à celle testée en fissuration (chapitre V). Les résultats obtenus loin de l'entaille montrent que les vitesses de déformations sont très faibles et que le matériau est soumis à peu de déformation. En revanche, près du fond d'entaille, la déformation est plus intense et semble également correspondre à des mécanismes de type I et II.

IV.2 MODELISATION NUMERIQUE DU COMPORTEMENT EN FATIGUE-RELAXATION A 650°C

Pour décrire de façon phénoménologique le comportement mécanique de l'alliage N18 à 650°C, nous avons utilisé un modèle viscoplastique s'appliquant à un chargement cyclique 3D. Avant de présenter plus en détail le modèle utilisé, nous commencerons par un bref rappel des bases fondamentales du comportement en plasticité cyclique.

IV.2.1 Modèles phénoménologiques utilisés

IV.2.1.1 Cas de la traction simple (chargement 1D)

Une sollicitation unidimensionnelle est décrite par les grandeurs scalaires que représentent la contrainte σ et la déformation totale ε . La déformation totale se décompose en une déformation élastique ε_e et une déformation plastique ε_p telles que :

$$\varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_p \text{ avec } \varepsilon_e = \sigma / E$$

Dans le cas d'un comportement viscoplastique, la contrainte est partagée entre (figure IV.8) :

- une limite d'élasticité théorique σ_0
- un écrouissage isotrope R
- un écrouissage cinématique X
- une contrainte visqueuse σ_v

La contrainte s'écrit alors :

$$\begin{cases} \text{si } \sigma \leq \sigma_0 \text{ alors } \sigma = E \cdot \varepsilon \\ \text{si } \sigma > \sigma_0 \text{ alors } \sigma = \sigma_0 + R + X + \sigma_v \end{cases}$$

L'essai de traction simple ne permet pas à lui seul de déterminer toutes les composantes, en particulier l'écrouissage cinématique. Pour cela, il est nécessaire d'étudier une sollicitation cyclique.

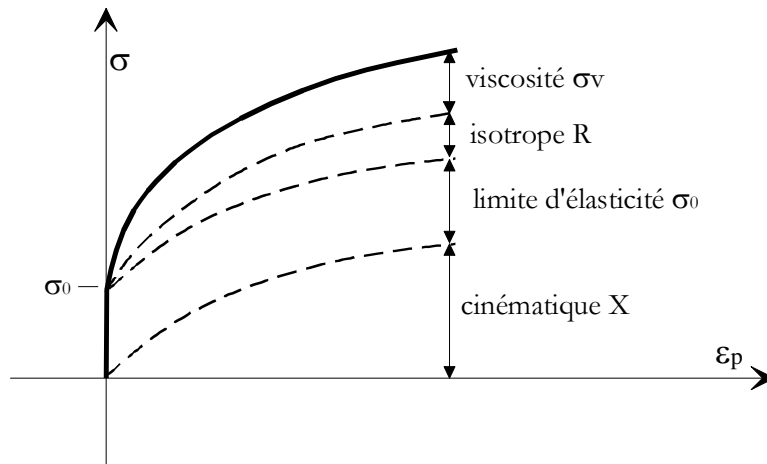


Figure IV.8 : décomposition de la contrainte dans le cas de la traction simple uniaxiale

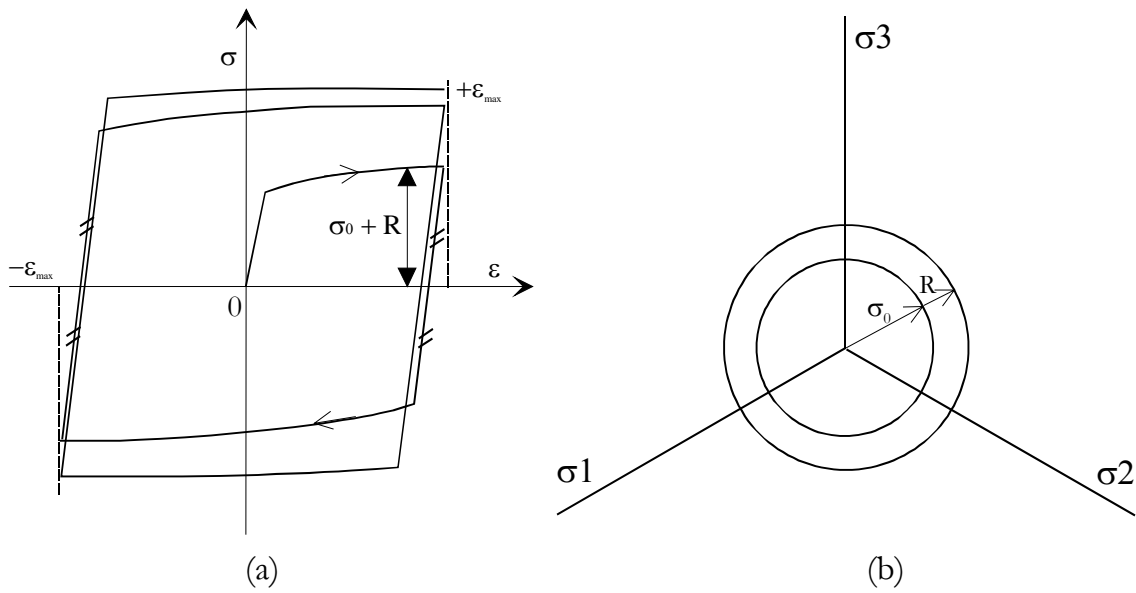


Figure IV.9 : écoulement isotrope non linéaire -cas d'un essai à déformation imposée symétrique-

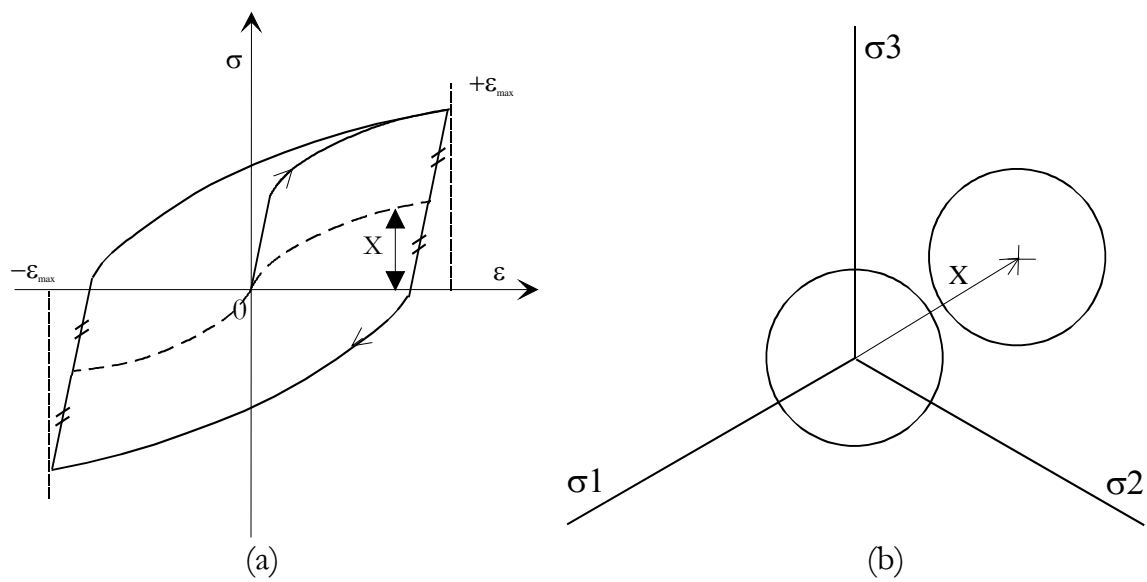


Figure IV.10 : écoulement cinématique -cas d'un essai à déformation imposée symétrique-

IV.2.1.2 Essais de traction-compression

Cas d'un chargement 1D

L'évolution typique sous chargement cyclique de la variable isotrope R est décrite à la figure IV.9a. L'écrouissage isotrope correspond à une augmentation de la taille du domaine "élastique" ($>\sigma_0$) avec le nombre de cycles. De plus, le domaine reste centré sur $\sigma = 0$ ($\Delta\sigma$ augmente et $\sigma_{moy} = (\sigma_{max} + \sigma_{min})/2 = 0$). Sur les boucles de fatigue oligocyclique, l'écrouissage isotrope se traduit par l'adoucissement ou la consolidation du matériau. Un seuil de saturation de cet écrouissage, au-delà duquel la taille du domaine "élastique" n'évolue plus, est atteint lorsque la déformation plastique cumulée, p , devient importante.

L'évolution typique de la variable cinématique X est représentée à la figure IV.10a. L'écrouissage cinématique se manifeste par une translation du centre du domaine "élastique" dont l'ordonnée est la variable X . De plus, l'amplitude de ce domaine reste constante ($\Delta\sigma = \text{const.}$ et σ_{moy} varie). Sur les boucles de fatigue oligocyclique, l'écrouissage cinématique permet de traduire la forme de celles-ci. Un fort écrouissage cinématique entraînera une boucle σ - ε allongée comportant une très faible évolution linéaire.

Enfin, la contrainte visqueuse dépend de la vitesse de déformation imposée et de la température. Plus la sollicitation est rapide, plus la contrainte visqueuse est importante et réciproquement. Il est plus facile de mesurer cette contrainte au cours d'essais réalisés en fatigue relaxation et en relaxation.

Cas d'un chargement 2D ou 3D

Pour tenir compte de la plasticité indépendante du temps au cours d'une sollicitation 3D, l'expression de l'écrouissage se fait par l'intermédiaire d'une surface de charge d'équation :

$$f(\tilde{\sigma}) = 0 \quad \text{telle que :}$$
$$\left\{ \begin{array}{l} \text{-si } \tilde{\sigma} \text{ est à l'intérieur de la surface de charge (} f < 0 \text{) alors il n'y a pas d'écrouissage (} \dot{\tilde{\varepsilon}}_p = 0 \text{)} \\ \text{-si } \tilde{\sigma} \text{ est sur la surface de charge (} f = 0 \text{) alors :} \\ \quad \text{-il n'y a pas d'écrouissage (} \dot{\tilde{\varepsilon}}_p = 0 \text{) si } \dot{f} < 0 \\ \quad \text{-il y a écrouissage (} \dot{\tilde{\varepsilon}}_p \neq 0 \text{) si } \dot{f} \geq 0 \end{array} \right.$$

L'évolution de la surface de charge initiale constitue le critère de plasticité. Dans le modèle que nous avons utilisé, il s'agit d'un critère de Von Mises. Pour établir ce critère, les quatre hypothèses suivantes sont prises en compte.

hypothèse 1 : le critère est invariant suivant tout changement de repère

donc $f(\tilde{\sigma}) = f(\sigma_I, \sigma_{II}, \sigma_{III})$ avec les invariants du tenseur des contraintes définis par :

$$\begin{aligned}\sigma_I &= Tr(\tilde{\sigma}) = \sigma_{ii} \\ \sigma_{II}^2 &= (1/2) \cdot \sigma_{ij} \cdot \sigma_{ij} \\ \sigma_{III}^3 &= (1/3) \cdot \sigma_{ij} \cdot \sigma_{jk} \cdot \sigma_{ki}\end{aligned}$$

les invariants homogènes des contraintes sont respectivement :

$$\begin{aligned}J_I &= \frac{1}{3} \cdot Tr(\tilde{\sigma}) = \frac{\sigma_I}{3} \quad (\text{contrainte hydrostatique}) \\ J_{II} &= \sqrt{3 \cdot Tr(\tilde{s}^2)} \\ J_{III} &= \sqrt[3]{\frac{27}{2} \cdot Tr(\tilde{s}^3)}\end{aligned}$$

$$\tilde{s} \text{ est le déviateur du tenseur des contraintes : } \tilde{s} = \tilde{\sigma} - \frac{1}{3} Tr(\tilde{\sigma}) \cdot \tilde{I}$$

hypothèse 2 : l'expérimentation montre que la plasticité est insensible à la pression hydrostatique, donc que :

$$f(\sigma_I, \sigma_{II}, \sigma_{III}) = f(s_{II}, s_{III})$$

hypothèse 3 : s_{III} est une fonction impaire des σ_{ij} , donc :

$$f(s_{II}, s_{III}) = f(s_{II})$$

hypothèse 4 : la plasticité est régie par l'énergie de déformation élastique de cisaillement, $2W_d = \frac{\tilde{s} : \tilde{s}}{2G}$,

avec G module de cisaillement, et l'énergie critique au seuil de la plasticité (k , limite d'écoulement) est indépendante du chargement, ce qui se traduit par,

$$f(s_{II}) = \frac{\tilde{s} : \tilde{s}}{2G} - \frac{k}{3G} = 0, \text{ ou encore,}$$

$$\boxed{\sigma_{\text{éq}} = k}$$

avec $\sigma_{\text{éq}} = J_{II}$ est la contrainte équivalente au sens de Von Misès

IV.2.1.3 Lois de comportement viscoplastique

Le modèle viscoplastique couramment utilisé est celui de **Chaboche (1977 et 1985)** prenant en compte un écrouissage isotrope non linéaire, un écrouissage cinématique non linéaire et une loi de viscosité. Dans ce modèle, la surface de charge au sens de Von Misès s'écrit :

$$f = J_{II}(\tilde{\sigma} - \tilde{X}) - R - \sigma_0 \quad \text{avec} \quad J_{II}(\tilde{\sigma} - \tilde{X}) = \sqrt{\frac{3}{2}(\tilde{s} - \tilde{X}') : (\tilde{s} - \tilde{X}')}$$

où \tilde{X}' est la composante déviatorique de \tilde{X} .

Les variables d'écrouissage sont définies de la façon suivante :

L'écrouissage isotrope est défini par la variable scalaire R :

$$\sigma_0 + R = R_0 + Q[1 - \exp(-b \cdot p)]$$

où p est la déformation plastique cumulée définie par $p = \int_0^t \sqrt{\frac{2}{3} \dot{\tilde{\epsilon}}_p(\tau) : \dot{\tilde{\epsilon}}_p(\tau)} d\tau$

Dans cette expression, la limite d'élasticité initiale (σ_0) est prise en compte sous la forme d'une constante R_0 . L'effet de l'écrouissage isotrope se traduit par une dilatation de la surface de charge, comme le représente la figure IV.9b. Lorsque le régime de saturation est établi, l'écrouissage isotrope atteint la valeur $R_0 + Q$. Dans ce modèle, les paramètres à identifier sont R_0 , Q et b .

L'écrouissage cinématique est défini par le tenseur X qui correspond à la translation du centre de la surface de charge (figure IV.10b). L'expression classique de cet écrouissage (Chaboche, 1985) correspond à une forme non linéaire définie sans aucun seuil :

➤ écrouissage cinématique non linéaire sans seuil (CNL sans seuil)

$$\dot{\tilde{X}} = \sum_{i=1}^N \dot{\tilde{X}}_i \quad \text{avec} \quad \dot{\tilde{X}}_i = \frac{2}{3} C_i \dot{\tilde{\epsilon}}_p - D_i \cdot \dot{p} \cdot \tilde{X}_i$$

Dans le cas d'un chargement uniaxial, lorsque le régime de saturation est établi, cet écrouissage atteint la valeur C/D où D correspond à la pente à l'origine de l'évolution de X en fonction de la déformation plastique ϵ_p . Il est possible de faire intervenir plusieurs variables cinématiques pour permettre une description plus fine de la courbure de la courbe de traction expérimentale et une meilleure description des effets de redistribution de contrainte, en particulier aux faibles déformations plastiques. Dans ce modèle, les variables à identifier sont C_i et D_i

De plus, en régime stabilisé, le modèle conduit à une symétrisation des boucles vis-à-vis de la contrainte, c'est-à-dire que la contrainte moyenne calculée sur une boucle devient nulle lorsque la déformation imposée devient importante ($>0.5\%$ pour $R_e = 0$). Ce modèle traduit mal les phénomènes physiques réels de relaxation de la contrainte moyenne dans l'alliage N18 (figure IV.11). En effet, nous pouvons le vérifier à partir des résultats obtenus par **De Bussac et Lautridou (1994)** qui montrent qu'avec des cycles de chargement non symétriques, la contrainte moyenne des boucles stabilisées ne chute pas brutalement, comme le prévoit le modèle CNL sans seuil. Les résultats obtenus par Pommier (1995) et ceux de la présente étude confirment les observations de De Bussac et Lautridou (figure IV.11).

Pour tenir compte de cet effet, **Chaboche et Jung (1998)** ont donc proposé une nouvelle formulation des lois d'écrouissage, basée sur la notion de seuil inclus dans le terme de rappel de l'écrouissage cinématique. Dans ce cadre, les nouvelles lois d'écrouissage s'écrivent :

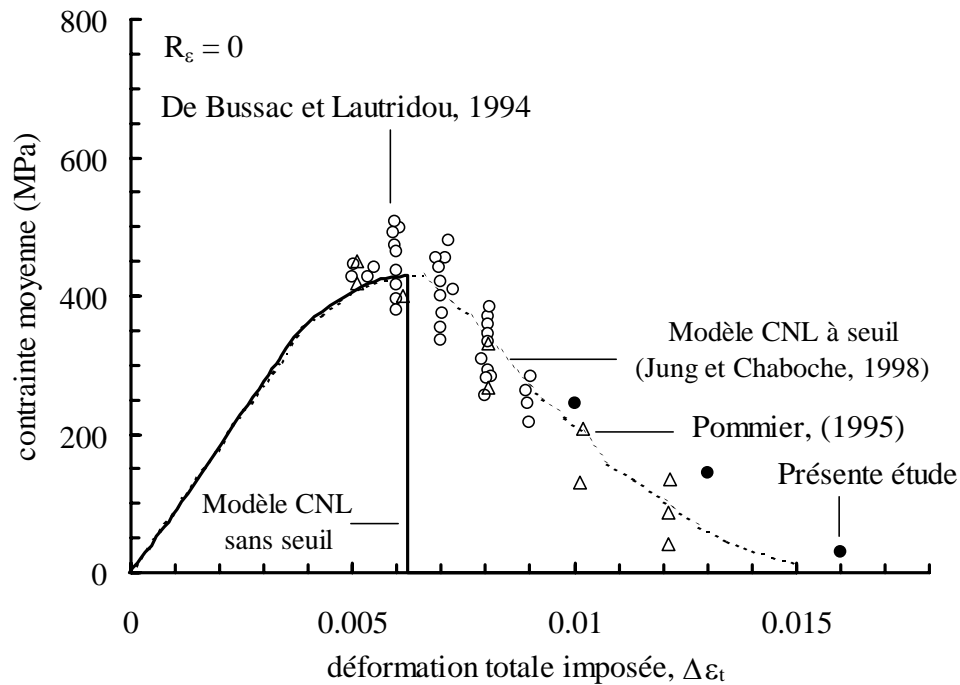


Figure IV.11 : évolution de la contrainte moyenne des boucles stabilisées des essais à déformation imposée non symétrique ($R_\epsilon = 0$) de l'alliage N18 grains fins à 650°C

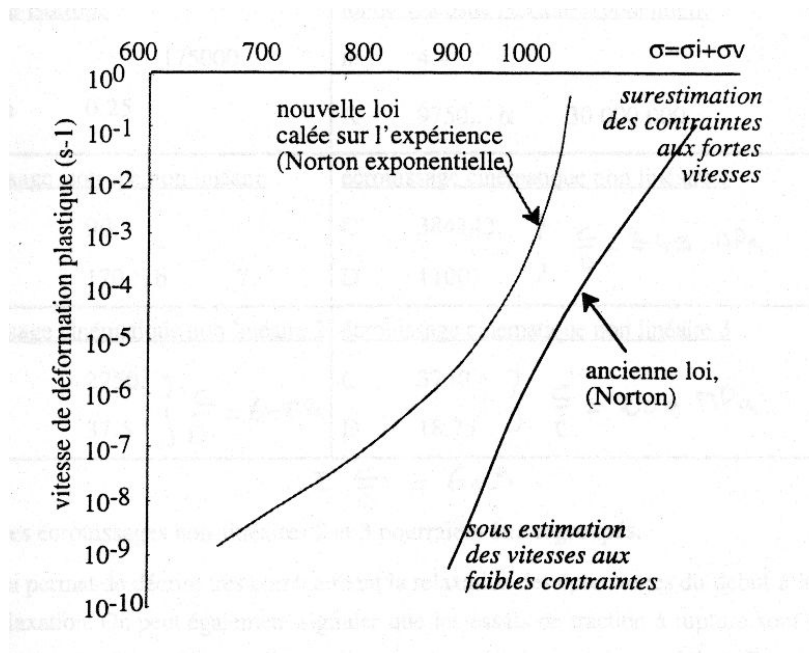


Figure IV.12 : comparaison des lois de viscosité avec ou sans seuil exponentiel (d'après Pommier, (1997))

- écoulement cinématique non linéaire avec seuil (CNL à seuil)

$$\dot{\tilde{X}} = \sum_{i=1}^N \dot{\tilde{X}}_i \text{ avec}$$

$$\dot{\tilde{X}}_i = \frac{2}{3} C_i \dot{\tilde{\epsilon}}_p - D_i \left\langle |\tilde{X}_i| - X_{li} \right\rangle \frac{\tilde{X}_i}{|\tilde{X}_i|} \dot{p}$$

avec le seuil $X_{li} = w \frac{C_i}{D_i}$ ($0 \leq w < 1$) et les conventions suivantes :

$$|\tilde{X}_i| \leq X_{li} \Rightarrow \text{comportement linéaire de l'écrouissage}$$

$$|\tilde{X}_i| > X_{li} \Rightarrow \text{comportement non linéaire}$$

Dans ce modèle, les paramètres à identifier sont w , C_i et D_i .

Ce modèle a été appliqué avec succès dans le cadre de la thèse de **Jung (1997)** pour décrire les effets de contraintes résiduelles laissées en surface au cours d'un grenailage sur l'alliage N18. Les résultats obtenus avec ce modèle sur la relaxation de contrainte moyenne sont présentés à la figure IV.11.

Enfin, les effets liés à l'écoulement visqueux de l'alliage sont pris en compte dans une loi de type Norton (loi puissance).

Tout comme pour la formulation de l'écrouissage cinématique, la loi de viscosité a été modifiée pour donner une meilleure représentation des phénomènes physiques rencontrés dans l'alliage N18 au cours de la relaxation. Dans la formulation classique de Chaboche (1985), la loi de viscosité est la suivante :

loi viscosité de type Norton

$$\dot{p} = \left\langle \frac{f}{K} \right\rangle^n$$

Ce type de loi a été étudié en détail sur l'alliage N18 à 650°C par Provendier-Aubourg (1994). Cette loi représente plus particulièrement l'évolution d'un fluage de type secondaire. Provendier-Aubourg (1994) a montré que cette loi permet également de décrire de façon satisfaisante, les mécanismes I et II qui sont présents en fatigue-relaxation dans l'alliage N18 à 650°C, comme nous l'avons présenté. Dans cette formulation, les paramètres à identifier sont n et K .

L'évolution proposée par **Pommier (1997)** porte sur la surestimation des contraintes qu'entraîne ce modèle, lorsque les vitesses de déformation imposées deviennent importantes (figure IV.12). En effet, dans l'alliage N18 à 650°C, on constate une saturation des effets de viscosité à partir d'une certaine vitesse de déformation. Ce phénomène n'est pas pris correctement en compte dans la loi de Norton présentée ci-dessus. Pour cela, Pommier a suggéré d'utiliser une loi de Norton comportant un terme de saturation exponentiel dont la formulation est la suivante :

- loi de type Norton « exponentiel »

$$\dot{p} = \left\langle \frac{f}{K} \right\rangle^n \cdot \exp \left[\alpha \cdot \left\langle \frac{f}{K} \right\rangle^{n+1} \right]$$

Dans cette loi, les paramètres à identifier sont n , K et α .

Alliage N18 à grains fins

Type de modèle élasto-viscoplastique	Nombre de paramètres	Origine de l'identification	Ecrouissage Isotrope $R_0 + Q$	Ecrouissage cinématique C/D	Observations
-isotrope constant -1 variable CNL sans seuil	5	SNECMA (Lyoret et Lautridou, 1993)	440 MPa	340 MPa	Permet seulement une identification sur les premiers cycles ou sur les cycles stabilisés. Principalement identifié avec des essais à $R_g = 0$.
-isotrope constant -6 variables CNL avec seuil	16	ONERA (Jung et Chaboche, 1998)	484 MPa	313 MPa	Permet de tenir compte d'une contrainte moyenne non nulle. Identifiée sur les mêmes essais que la loi SNECMA.
-isotrope non linéaire -loi de viscosité exponentielle -3 variables CNL sans seuil	12	Ecole Centrale (S. Pommier, 1997)	Cœur : 260 MPa	Cœur : 609 MPa	Une identification a été réalisée pour différencier le comportement des microstructures de cœur et de peau. Meilleure prise en compte de la viscosité et de l'écrouissage cinématique.

Tableau IV.3 : rappels des identifications préexistantes sur l'alliage N18 à grains fins à 650°C**Alliage N18 à gros grains**

Type de modèle élasto-viscoplastique	Nombre de paramètres	Origine de l'identification	Ecrouissage Isotrope $R_0 + Q$	Ecrouissage cinématique C/D	Observations
-isotrope non linéaire -2 variables cinématiques : 1 CNL sans seuil et 1 CL	8	Centre des Matériaux (Schmittbiel, 1996)	548 MPa	498 MPa	-

Tableau IV.4 : rappels de l'identification préexistante sur l'alliage N18 à gros grains à 650°C

Tous les modèles que nous venons de présenter sont implémentés dans le code de calcul par élément finis ZéBuLoN développé à l'Ecole des Mines de Paris.

IV.2.2 Identifications préexistantes

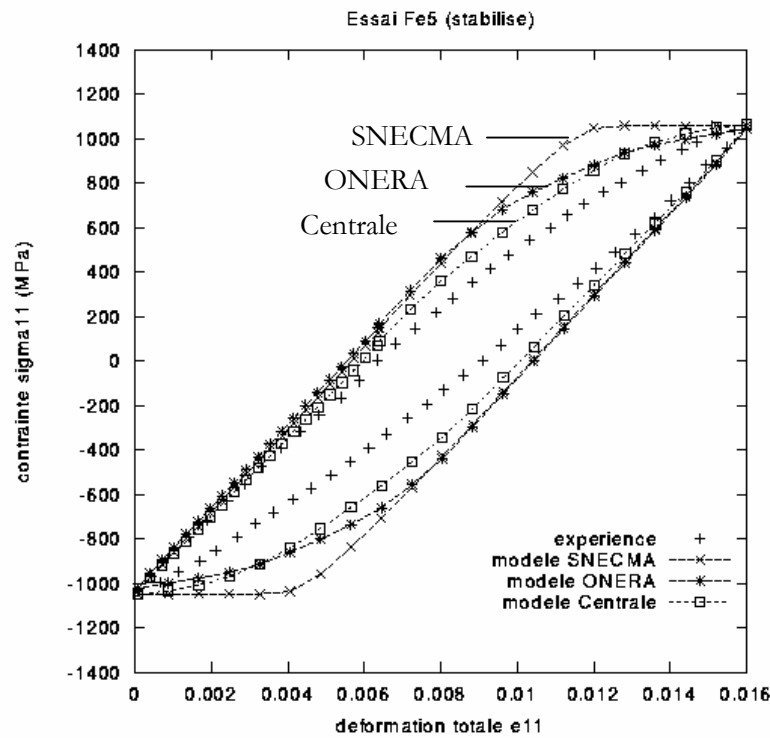
Le modèle viscoplastique présenté, ainsi que ces améliorations, ont été utilisés pour simuler le comportement de l'alliage N18 à 650°C et ont donné lieu, au cours de travaux antérieurs, à 4 identifications différentes. Trois identifications ont été obtenues à partir de résultats expérimentaux sur l'alliage à grains fins (tableau IV.3) et une identification à partir de l'alliage à gros grains (tableau IV.4). Nous allons très brièvement commenter ces lois de comportement et les comparer aux résultats que nous avons obtenus expérimentalement. Tous les paramètres identifiés dans ces lois sont fournis en annexe C.

La loi viscoplastique apparue en premier lieu, est celle de SNECMA (**Lyoret et Lautridou, 1993**) qui comporte peu de paramètres. Cette identification qui décrit uniquement le régime stabilisé de l'alliage, a été réalisée à partir d'un faible nombre d'essais, principalement menés en fatigue continue à $R_e = 0$. Dans cette loi, nous pouvons supposer que la quantité d'essais réalisés sous chargement symétrique ($R_e = -1$) n'est pas suffisante pour donner une représentation satisfaisante de l'écrouissage cinématique de l'alliage N18. Pour s'en assurer, nous avons comparé les valeurs calculées à saturation de l'écrouissage isotrope ($R_0 + Q$) à celles obtenues sur l'écrouissage cinématique (C/D). Nous pouvons alors constater dans le tableau IV.3 que la part consacrée à l'écrouissage isotrope est trop importante. En effet, cette constatation ne correspond pas aux conclusions tirées en marge des micromécanismes de déformation dans l'alliage N18, pour lesquelles nous avons souligné le caractère cinématique important de la microstructure de cœur de l'alliage N18 à grains fins à 650°C. Nous pouvons également le constater sur la figure IV.13, où cette loi de comportement est comparée aux résultats expérimentaux que nous avons obtenus. Les amplitudes de contraintes calculées semblent satisfaisantes. En revanche, la forme des boucles est très mal décrite. Malgré tout, nous avons utilisé cette loi pour son aspect simplifié afin de contrôler rapidement la mise en donnée des calculs réalisés par éléments finis présentés dans la partie C de ce mémoire.

Par la suite, Jung et Chaboche (1998) ont proposé une identification basée sur le modèle multi-cinématique à seuil (loi ONERA). Nous avons déjà présenté un résultat de cette identification à la figure IV.11 qui montre que l'effet de relaxation des contraintes est bien retranscrit, ce qui était l'objet de leur étude. En revanche, la base de données utilisée pour cette identification est identique à celle qui a permis d'établir la loi SNECMA. Nous pouvons donc soulever les mêmes critiques concernant la représentation de l'écrouissage cinématique, ce qui peut également se vérifier sur la figure IV.13. De plus, nous avons éprouvé quelques difficultés concernant la durée des calculs numériques avec cette loi. Lorsque la procédure de calcul utilisée devient complexe (calculs de propagation de fissure présentés au chapitre VIII), la durée des calculs est significativement supérieure, ce qui est probablement dû au nombre élevé de paramètres que comprend cette loi.

De plus, Pommier (1997) a identifié une loi de comportement à partir de sa propre base d'essais, pour chaque microstructure. Cette loi ne possède pas de seuil cinématique, mais prend en compte une loi de viscosité de type Norton exponentielle. Cette identification est très intéressante, car elle est capable de décrire de façon satisfaisante à la fois, la relaxation des contraintes, mais aussi, la composante cinématique de l'écrouissage (figure IV.13). Nous avons constaté, cependant, que ce dernier aspect pouvait être amélioré. Pour cette raison, nous avons réalisé au cours de cette étude une identification prenant en compte nos résultats d'essais sur l'alliage à grains fins à 650°C. Cette identification sera présentée par la suite.

(a)



(b)

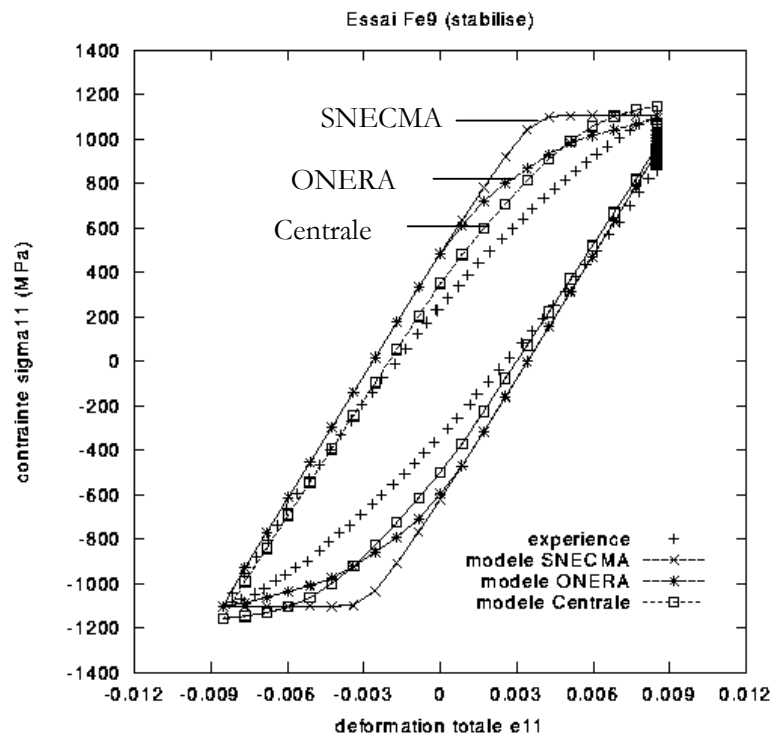


Figure IV.13 : comparaisons des lois de comportement préexistantes avec les résultats expérimentaux de la présente étude (a) chargement non symétrique (b) chargement symétrique avec temps de maintien de 5 minutes à déformation maximale

De plus, ces 4 lois de comportement obtenues sur l'alliage à grains fins seront comparées sur un calcul de structure au chapitre VI abordant l'étude du chargement dans une éprouvette entaillée.

Enfin, concernant l'alliage à gros grains à 650°C, nous avons utilisé la loi de comportement identifiée par Schmittbiel (1996) au Centre des Matériaux. Cette identification comporte un nombre réduit de variables (8) tout en décrivant de façon satisfaisante le comportement de cet alliage (figure IV.14). Nous n'avons donc pas jugé utile de réaliser une nouvelle identification sur l'alliage à gros grains à 650°C.

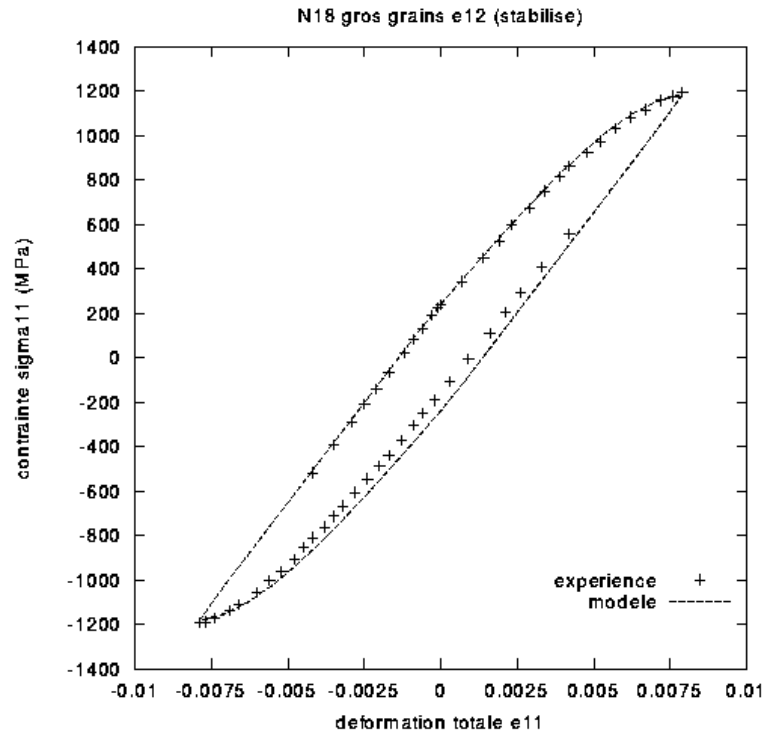


Figure IV.14. Comparaison de la loi de comportement de Schmittbiel (1996) avec les résultats obtenus expérimentalement à 650°C

IV.2.3 Objectifs de l'identification

Une nouvelle loi de comportement viscoplastique est proposée pour pouvoir réaliser numériquement deux types de calcul en utilisant la même loi : le calcul des chargements locaux rencontrés au fond d'une entaille (chapitre VI) et le calcul des niveaux de fermeture de fissure (chapitre VIII). Pour réaliser cette identification, nous nous sommes donc fixé les objectifs suivants :

- bien représenter dans le comportement, l'écrouissage cinématique et la relaxation des contraintes intervenant au cours d'un temps de maintien de 5 minutes.
- bien décrire les boucles de fatigue oligocyclique à l'état stabilisé et au premier cycle.
- utiliser un faible nombre de paramètres (≤ 10) pour diminuer les temps de calculs.

Cette dernière condition étant la plus restrictive compte tenu du nombre de paramètres intervenant dans les modèles viscoplastiques, nous avons choisi de ne pas utiliser un modèle CNL à seuil. Dans notre étude, nous pouvons justifier ce choix par les arguments suivants.

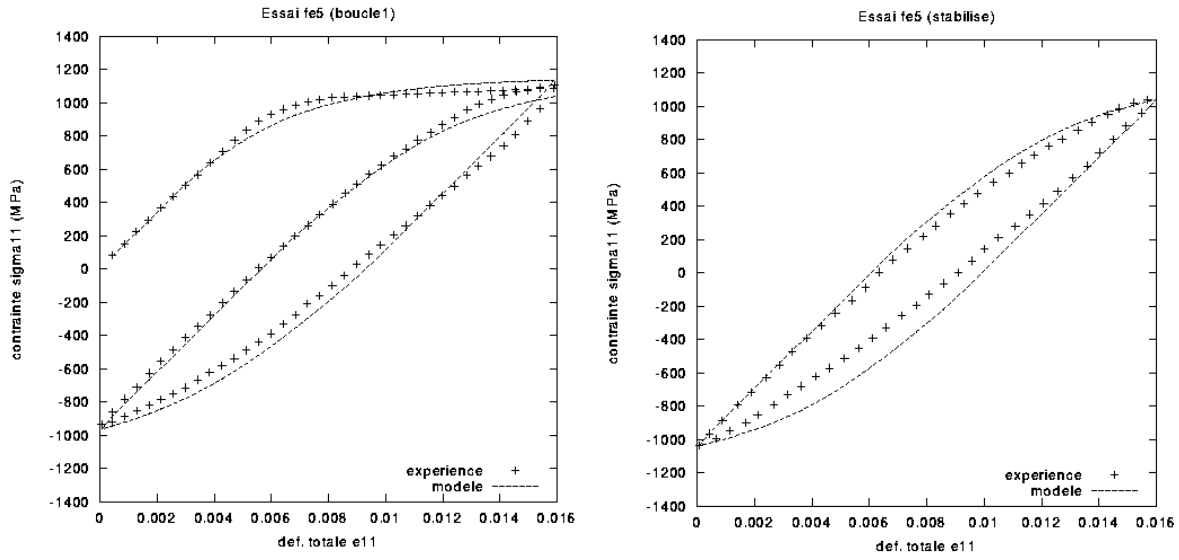


Figure IV.15 : Loi de comportement de la présente étude sur l'alliage N18 à grains fins à 650°C. Essais à déformations imposées non symétriques ($R_\epsilon = 0$)

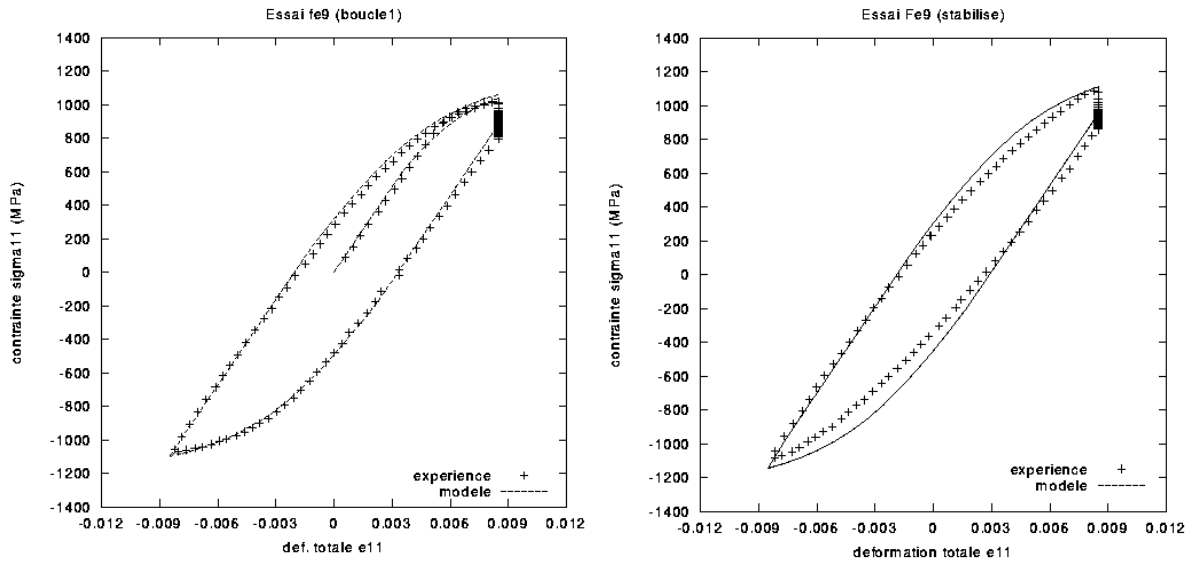


Figure IV.16 : Loi de comportement de la présente étude sur l'alliage N18 à grains fins à 650°C. Essais à déformations imposées symétriques ($R_\epsilon = -1$) avec temps de maintien de 5 min à $\epsilon_{totale} = \epsilon_{max}$

Le modèle à seuil a été développé pour rendre compte d'une contrainte moyenne non nulle lorsque l'amplitude de déformation est comprise entre $0.5\% \leq \Delta \epsilon \leq 1.5\%$ dans l'alliage N18 (figure IV.11). Ce modèle a été utilisé pour tenir compte des effets de contraintes résiduelles. L'étude des effets d'entaille est un problème différent, comme nous le verrons dans les chapitres suivants. D'une part, dans le calcul du facteur d'intensité des contraintes, ΔK , il s'agira de décrire l'amplitude du chargement en fond d'entaille, $\Delta \sigma = \sigma_{\max} - \sigma_{\min}$. Nous montrerons qu'en fond d'entaille, cette amplitude ne dépend pas de la relaxation des contraintes résiduelles. En revanche, ces mêmes contraintes résiduelles vont jouer un rôle sur les niveaux de fermeture de fissure, ΔK_{eff} . Cependant, les niveaux de fermeture que nous présenterons au chapitre VIII sont calculés près de la pointe de fissure, où l'amplitude locale de déformation est trop importante ($>1.5\%$) pour entraîner un effet de contrainte moyenne non nulle. Pour ces raisons, nous avons supposé qu'un modèle CNL sans seuil pouvait convenir dans la présente étude.

IV.2.4 Identification réalisée sur la microstructure de cœur de l'alliage N18 à grains fins à 650°C

Compte tenu des objectifs fixés, nous avons identifié les coefficients d'une loi de comportement viscoplastique sur la microstructure de cœur de l'alliage N18 à 650°C. Ces coefficients sont donnés au tableau IV.5. Pour plus de clarté, nous appellerons par la suite cette identification, la loi CDM.

Elasticité	Ecroissement isotrope	Ecroissement cinématique	Loi de viscosité
E=170000 MPa	$R_0 = 87$ MPa	C1 = 118527 ; D1= 363	$n = 4.4$
$\nu=0.25$	Q = 111 ; b = 3	C2 = 437236; D2= 2029	K = 9750
-	-	-	$\alpha = 30\,000\,000$

Tableau IV.5 : identification réalisée sur la microstructure de cœur de l'alliage N18 à grains fins à 650°C au cours de la présente étude (loi à 10 paramètres)

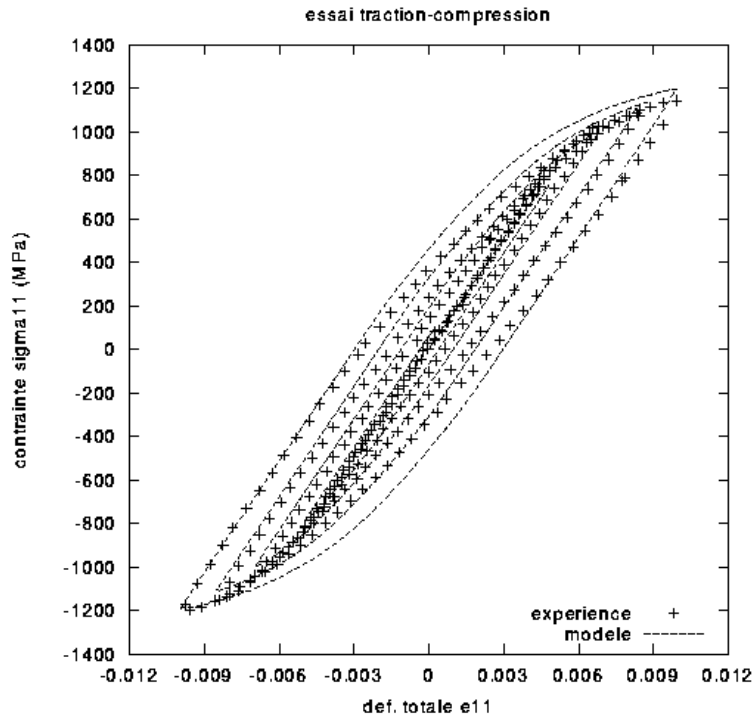


Figure IV.17 : Essai à déformations imposées symétriques ($R_\epsilon = -1$)

Cette loi de comportement a été identifiée en utilisant le logiciel d'optimisation SIDOLO (Pilvin, 1988). Elle comporte une variable d'écrouissage isotrope non linéaire et deux variables d'écrouissage cinématique non linéaires, ce qui représente 10 paramètres au total. Concernant la loi de viscosité, nous avons simplement repris la loi identifiée sur la microstructure de cœur par Pommier (1997). En effet, une nouvelle identification aurait été superflue compte tenu des résultats satisfaisants présentés par cette loi en relaxation.

A titre indicatif, la loi CDM est comparée aux résultats expérimentaux aux figures 15 à 17, sur quelques essais représentatifs. Les résultats correspondant à l'ensemble des essais réalisés sont regroupés à l'annexe C.

Nous pouvons vérifier que la part consacrée à l'écrouissage cinématique ($C_1/D_1 = 327$ MPa et $C_2/D_2 = 215$ MPa) est supérieure à celle correspondant à l'écrouissage isotrope ($R_0 + Q = 198$ MPa). Bien que l'aspect fortement cinématique de l'alliage soit reproduit, la part de l'écrouissage cinématique semble pouvoir être encore augmentée, comme le montre les figures 15 à 17.

— pour résumer —

Des essais de comportement (traction simple et fatigue oligocyclique) ont été réalisés à 650°C sur la microstructure de cœur de l'alliage N18 à grains fins et l'alliage N18 à gros grains.

En chargement monotone, la courbe de traction est significativement supérieure, de près de 100 MPa, dans l'alliage à grains fins par rapport celle obtenue sur l'alliage à gros grains.

En chargement cyclique, ces deux alliages présentent une consolidation importante à la même température. En revanche, la courbe d'écrouissage cyclique est peu différente entre ces deux alliages.

Les résultats des essais de fatigue oligocyclique montrent que ces alliages présentent un fort écrouissage cinématique. Cette observation semble pouvoir s'expliquer par les micromécanismes de déformation mise en jeu dans les superalliages durcis par précipitation. De plus, la relaxation des contraintes se produisant au cours d'un temps de maintien de 5 minutes à la déformation maximale, est un phénomène rapide. Le mécanisme de relaxation au cours du temps de maintien semble donc proche d'un mécanisme de type I et II, ce que les observations microstructurales obtenues dans la littérature semblent confirmer.

La modélisation phénoménologique du comportement des deux alliages est réalisée à partir d'un modèle viscoplastique à écrouissages cinématique et isotrope non linéaires (Chaboche, 1985). A partir des lois de comportement disponibles dans la littérature, il s'avère que seule la loi identifiée à l'Ecole Centrale puisse être utilisée dans un calcul sur une éprouvette entaillée en conservant des temps de calculs raisonnables.

Nous avons, cependant, proposé une nouvelle identification de ce modèle permettant d'insister encore plus sur la composante cinématique de l'écrouissage dans l'alliage N18 à 650°C. Cette loi, qui sera appelée par la suite la loi CDM, comporte 10 paramètres et a été obtenue sur la microstructure de cœur. Elle sera comparée aux lois disponibles dans la littérature sur un calcul mettant en jeu une éprouvette entaillée (Chapitre VI).

Pour l'alliage N18 à gros grains, la loi de comportement qui a été adoptée, est celle identifiée par Schmittbiel (1996).

Bibliographie du chapitre IV

[1] CHABOCHE J.L.

Viscoplastic constitutive equations for the description of cyclic and anisotropic behaviour of metals

Bull. de l'Acad. Polonaise des Sciences, série Sciences et tech., 17th Polish Conf. on Mechanics of Solids, Szczyrk, 25, (1977) pp. 33-41

[2] CHABOCHE J.L. et LEMAITRE J.

Mécanique des matériaux solides

Dunod, Bordas, Paris, (1985) 532 p

[3] CHABOCHE J.L. et JUNG O.

Application of a kinematic hardening viscoplasticity model with thresholds to the residual stress relaxation

Int. J. of Plasticity, 13, n°10, (1998) pp. 785-807

[4] CLAVEL M. and PINEAU A.

I : experimental results on low cycle fatigue, fatigue crack propagation and substructures

Materials Sci. Engng, 55, (1982) pp. 157-171

[5] CLAVEL M. and PINEAU A.

II : physical modelling of the fatigue crack propagation process

Materials Sci. Engng, 55, (1982) pp. 173-180

[6] De BUSSAC A. et LAUTRIDOU J.C.

Note interne SNECMA YKOM1 n° 60366, (1994) 24 p

[7] HOCHSTETTER G.

Propagation des fissures à haute température dans le superalliage N18 pour disques de turbomachine. Interactions entre la nature des sollicitations mécaniques et des effets d'oxydation.

Thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris – (1994)

[8] JUNG O.

Influence du grenailage sur la propagation des fissures

Thèse de doctorat de l'Université de Poitiers (ENSMA), (1997) 153 p

[9] LYORET A. et LAUTRIDOU J.C.

Note interne SNECMA YKOM1 n° 60310, (1993) 42 p

[10] PILVIN P.

Identification des paramètres de modèles de comportement

Proc. Int. Sem. Mécatronique on the inelastic behaviour of solids : models and utilization, Besançon, (1988) pp. 155-164

[11] PINEAU A. et PETREQUIN P.

La fatigue plastique oligocyclique

dans "La fatigue des matériaux et des structures" par C. Bathias et J.P. Bâillon,
Ed. Maloine S.A., Paris, (1980) pp. 107-161

[12] POMMIER S.

Amorçage et propagation de fissures courtes en fond d'entaille. Etude du superalliage N18 en fatigue fluage

Thèse de l'Ecole Centrale Paris (1995)

[13] POMMIER S.

Modélisation numérique de la propagation de fissures en fatigue-fluage. Etude du N18 à 650°C.

Rapport de contrat SNECMA (765053E), (1997) 80 p

[14] PROVENDIER-AUBOURG V.

Bases physiques d'un modèle de comportement viscoplastique pour un superalliage base nickel

Thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris, (1994) 212 p

[15] SCHMITTBIEL J.M.

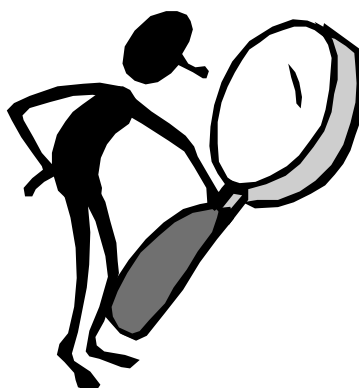
Comportement viscoplastique du N18 à gros grains

Contrat SNECMA/ARMINES lot 7/765050 B (1996) 25 p

[16] STOLTZ R. and PINEAU A.

Materials Sci. Engng, 34, (1978) pp. 275-156

PARTIE B :
Mesures expérimentales



CHAPITRE V :

Vitesses d'avancée des petites fissures dans les éprouvettes entaillées symétriques

V.1 Procédures expérimentales	83
V.1.1 Géométrie des éprouvettes entaillées symétriques	83
V.1.2 Procédure expérimentale	83
V.1.3 Suivi par prises de potentiel	85
V.1.4 Suivi optique	86
V.1.5 Comparaison des méthodes de suivi de fissure	86
V.1.6 Conditions d'essais	89
V.2 Vitesses d'avancée de petite fissure en fond d'entaille dans l'alliage N18 à grains fins	89
V.2.1 Influence du chargement à 650°C (N18 à grains fins)	91
V.2.2 Influence du temps de maintien et de la température	93
V.3 Comparaisons avec les résultats obtenus dans la littérature	95
Bibliographie du chapitre V	99

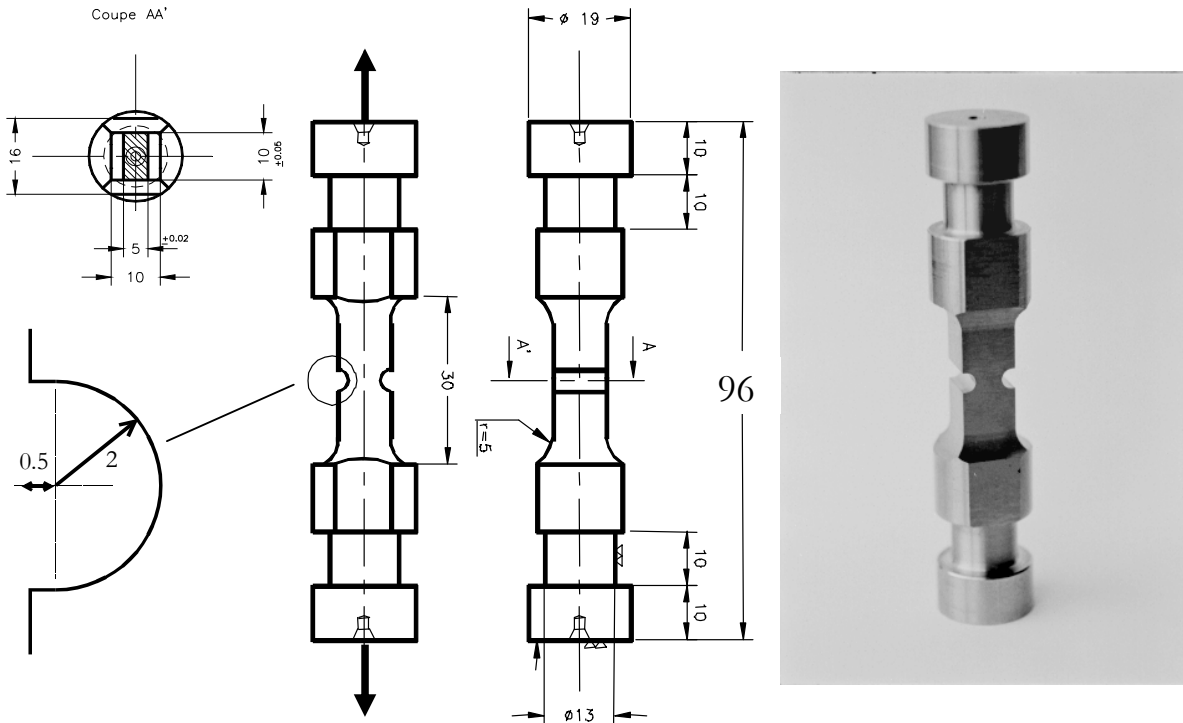


Figure V.6 : géométrie des éprouvettes entaillées symétriques

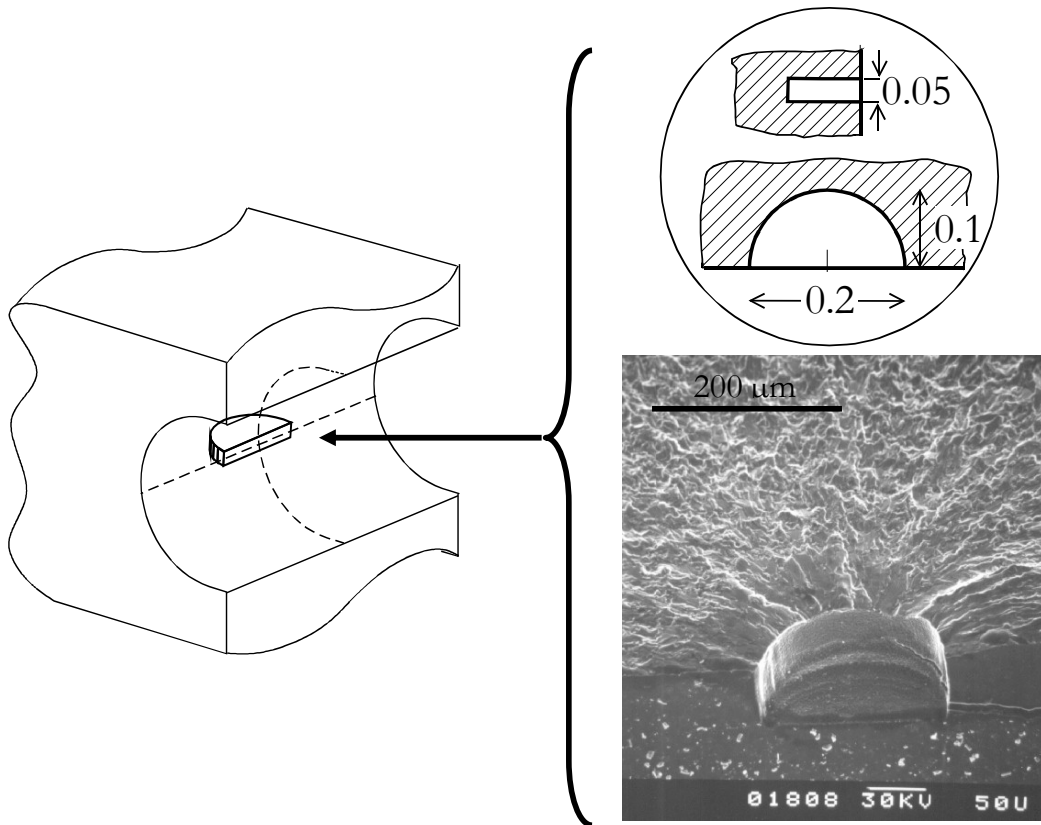


Figure V.7 : défaut semi-circulaire usiné par électro-érosion au centre d'une des entailles

L'objectif de cette partie est de présenter les vitesses de propagation des petites fissures de fatigue mesurées au fond d'une entaille en faisant varier le chargement et l'alliage utilisé. Nous commencerons par la description détaillée du dispositif expérimental ayant permis de réaliser ces mesures *in situ* à haute température.

V.1 PROCEDURES EXPERIMENTALES

V.1.1 Géométrie des éprouvettes entaillées symétriques

Pour étudier l'effet d'un gradient de contrainte sur la propagation des petites fissures de fatigue, une géométrie d'éprouvette comportant deux entailles en U symétriques (éprouvette de type DEN) a été spécialement conçue. Le rayon d'entaille est de 2 mm et la section minimale de l'éprouvette est de 5 mm x 10 mm. Le coefficient de concentration de contraintes ainsi obtenue est de $K_t = 1.74$. Le calcul ayant permis d'obtenir cette valeur est détaillé par la suite au chapitre VI. Cette géométrie particulière a été développée en collaboration avec SNECMA pour être représentative des gradients de contraintes rencontrés au fond des alvéoles de fixation des aubes sur un disque de turbine. Le fait de prendre en compte deux entailles symétriques a permis d'assurer la symétrie du chargement mécanique au cours des essais. Le schéma des éprouvettes testées est donné à la figure V.1. Nous rappelons qu'une géométrie identique a été utilisée par **Pommier (1995)** au cours de son travail de thèse.

Un petit défaut semi-circulaire de rayon 0.1 mm et de faible épaisseur ($\approx 50 \mu\text{m}$), est usiné par électro-érosion au centre d'une des entailles pour simuler la présence d'un défaut microstructural (figure V.2). Les entailles sont préalablement polies mécaniquement jusqu'à une granulométrie de $1 \mu\text{m}$. De plus, les dimensions du défaut usiné sont contrôlées avant chaque essai par l'intermédiaire d'une réplique en résine.

V.1.2 Procédure expérimentale

Les essais ont été réalisés à 650°C avec des cycles trapézoïdaux 10s-300s-10s comportant un temps de maintien de 5 min à la charge maximale, S_{max} . Les éprouvettes entaillées ont été testées sous une contrainte nominale S_{max} variant de 600 MPa à 900 MPa ($\approx 0.5 R_{p0.2}$ à $0.8 R_{p0.2}$) et avec différents rapports de charge $R = S_{\text{min}}/S_{\text{max}}$ (0, -0.5 et -1). En effet, dans les moteurs militaires fabriqués par SNECMA, les contraintes nominales en fond d'alvéoles peuvent atteindre 500 à 700 MPa. Dans la présente étude, ces niveaux de chargement seront considérés comme faibles ($\approx 0.5 R_{p0.2}$). Nous avons également étendu notre étude à des niveaux de chargements plus importants ($\approx 0.8 R_{p0.2}$). Le dispositif expérimental de ces essais est présenté à la figure V.3. Les essais ont été menés sur une machine servo-hydraulique à commandes numériques MTS de capacité 250 kN. Le maintien en température a été assuré par un four à lampes régulé par 4 thermocouples soudés au dos de l'éprouvette, près de l'entaille (figure V.4), et protégés par un isolant thermique (laine de roche). Ce montage a permis d'imposer un gradient de température inférieur à 5°C sur le fût de l'éprouvette sur toute la durée de l'essai.

Contrairement aux éprouvettes lisses KB2.5, aucune pré-fissuration n'a été réalisée. Les avancées de la fissure semi-elliptique qui s'amorce sur le défaut artificiel ont été mesurées jusqu'une longueur en surface d'environ 1 mm. Deux techniques ont été utilisées pour réaliser ces mesures en fond d'entaille : une technique de suivi électrique par prises de potentiel et une technique de suivi optique en surface de l'éprouvette.

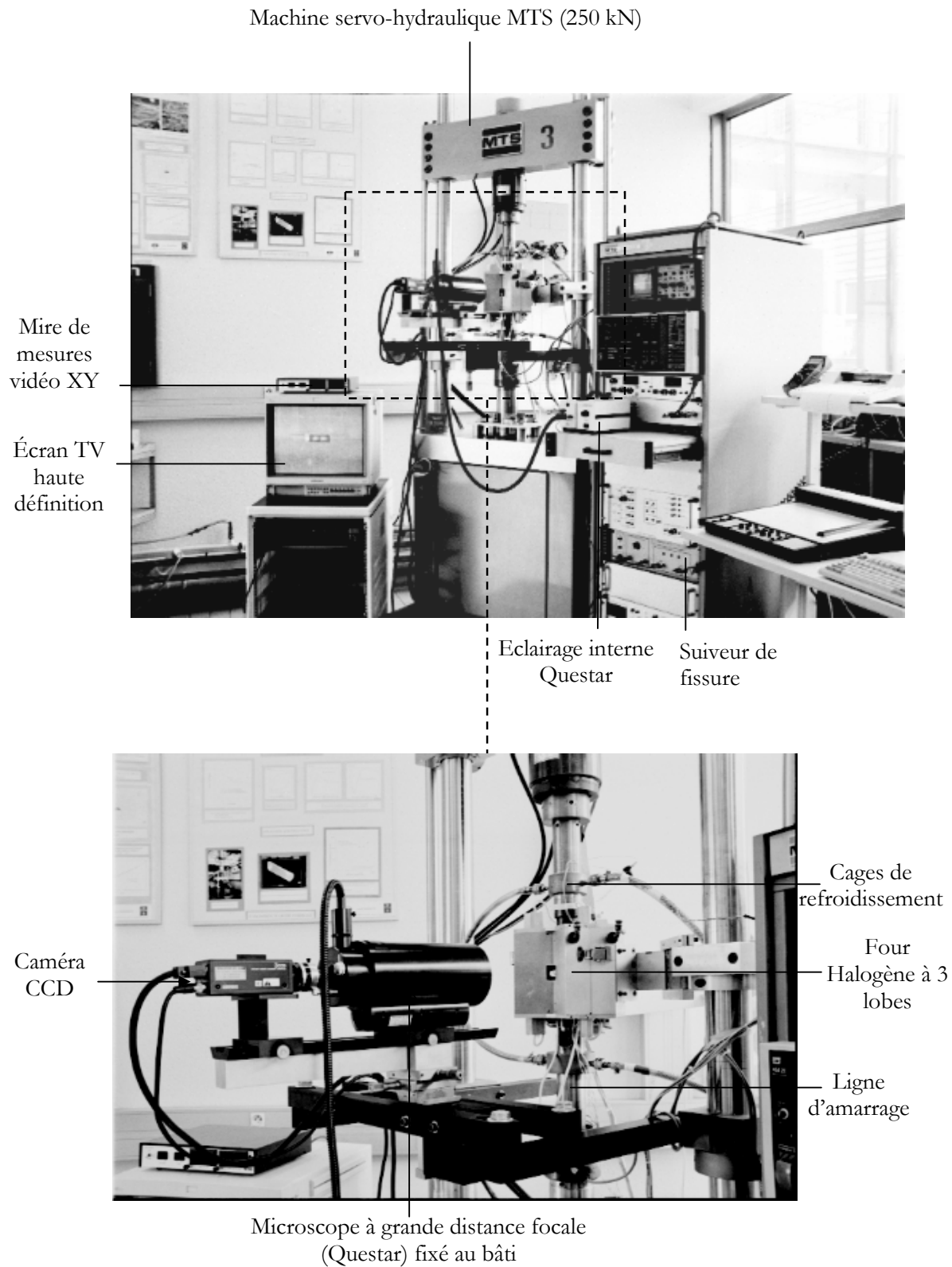


Figure V.8 : dispositif expérimental de suivi de petite fissure sur éprouvette entaillée symétrique

V.1.3 Suivi par prises de potentiel

Le suivi par prises de potentiel utilisé sur les éprouvettes entaillées symétriques est basé sur le principe de suivi que nous avons présenté lors des essais réalisés sur les éprouvettes lisses de type KB2.5. Ce suivi fut également celui utilisé par Pommier (1995) sur les éprouvettes entaillées symétriques. Cependant, nous avons apporté quelques améliorations qui sont présentées en détail à l'annexe B. Une étude préliminaire réalisée sur du papier graphité conducteur (**Pierre, 1996**), a permis de déterminer la position des arrivées de courant et des prises de potentiel qui offrait la plus grande sensibilité du potentiel V/V_0 à l'avancée de la fissure, tout en conservant un rapport bruit/signal faible. Cette étude a conduit à l'instrumentation de l'éprouvette entaillée symétrique présentée à la figure V.4. Au cours des essais, l'éprouvette est traversée par un courant pulsé de 6 A.

Pour augmenter la sensibilité du suivi électrique, des fils de potentiel de 0.1 mm de diamètre ont été soudés de part et d'autre du défaut initial, suivant la position indiquée à la figure V.4. Compte tenu de la taille importante de ces fils devant les dimensions du défaut artificiel, la démarche a été de réduire le plus possible la taille des points de soudures réalisés ($< 200 \mu\text{m}$) pour éviter tout amorçage secondaire.

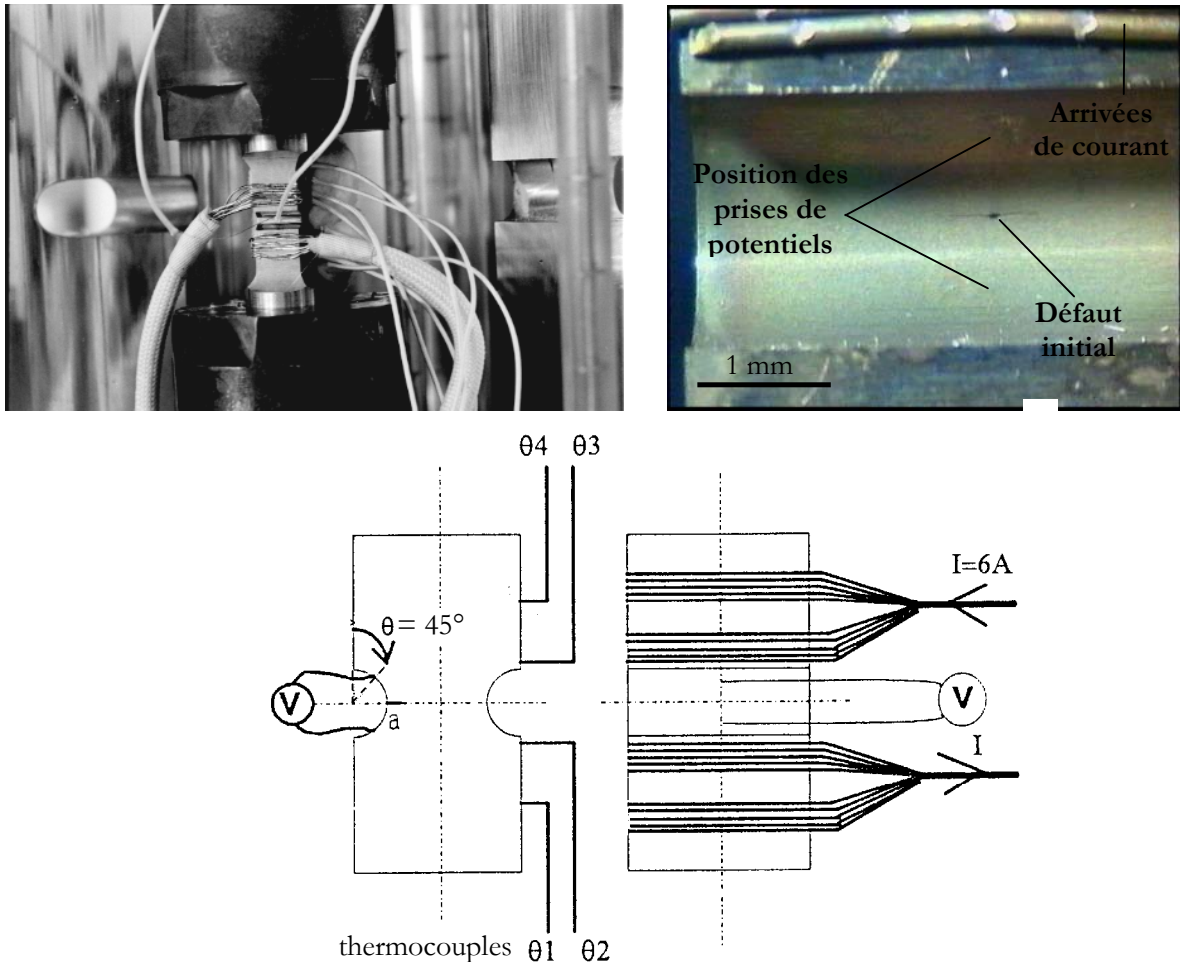


Figure V.9 : dispositif expérimental du suivi électrique par prises de potentiel

Une courbe de calibration, représentée à l'annexe B, a été déterminée sur les éprouvettes entaillées symétriques à 650°C en utilisant une technique de marquage de front de fissure. Cette courbe a été déterminée en fonction du potentiel mesuré en cours d'essai V/V_0 (V_0 , potentiel initial dans l'éprouvette en présence du défaut artificiel), pour fournir le rayon R_{eq} d'un défaut semi-circulaire équivalent à la fissure semi-elliptique réelle, de profondeur a et de longueur en surface c , en considérant des aires identiques ($R_{eq} = (a.c)^{1/2}$). Cette simplification de forme s'est avérée justifiée par le fait que les fissures que nous avons mesurées sont de forme quasi semi-circulaire ($0.8 < a/c < 1.2$) tout au long de l'essai.

V.1.4 Suivi optique

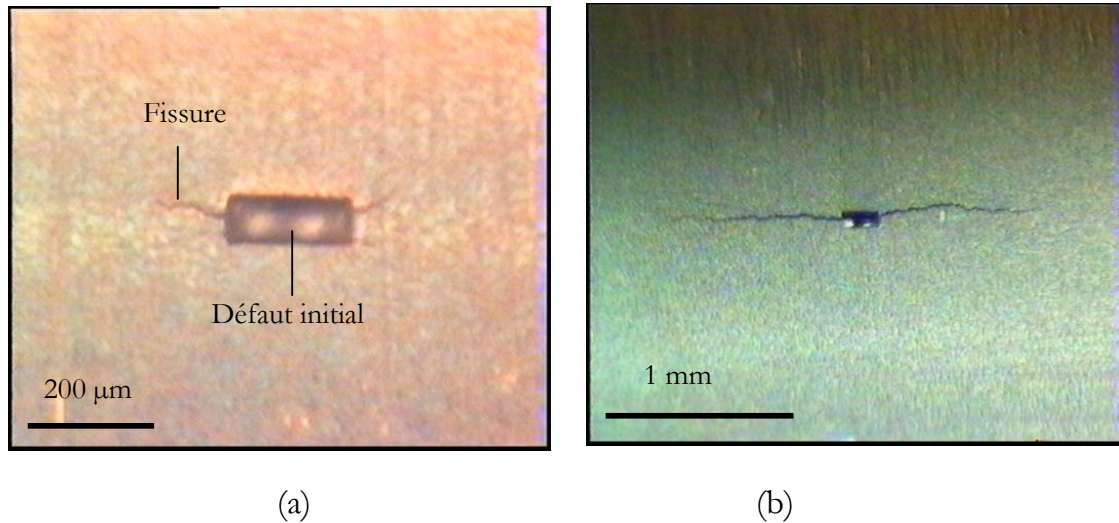


Figure V.10 : avancée de fissure mesurée optiquement : (a) début d'essai; (b) fin d'essai

Un dispositif de grande résolution a permis également de mesurer les avancées de fissure. Cette technique est représentée à la figure V.4. Il s'agit d'un microscope optique possédant une distance focale très importante (> 30 cm), appelé Questar. Il a été possible de réaliser des mesures à chaud à travers un hublot contenu dans le four. Le grandissement admissible avec cet appareil est compris entre 300 et 1000. Au cours d'un essai, la longueur de la fissure en surface a été mesurée sur un écran vidéo à l'aide d'une mire à double balayage étalonnée sur la taille du défaut initial. Cette technique s'est montrée très appropriée pour détecter *in situ* des avancées de fissure en surface de l'ordre de 10 µm. A titre indicatif, les clichés obtenus au début et à la fin d'un essai sont donnés à la figure V.5.

V.1.5 Comparaison des méthodes de suivi de fissure

Typiquement, les résultats d'un même essai obtenus avec ces deux techniques de suivi sont comparés à la figure V.6. Sur cette figure, la durée de l'essai représenté est d'environ 4500 cycles. Nous avons pu constater que les premières variations du signal électrique ne sont intervenues qu'à partir de 2250 cycles, c'est-à-dire à plus de la demi durée de vie de l'essai. En revanche, nous avons été capables de mesurer optiquement en surface des avancées de fissure dès les tout premiers cycles (point). Lorsque le signal électrique commence à évoluer, la fissure mesurée en surface est déjà d'environ 350 µm.

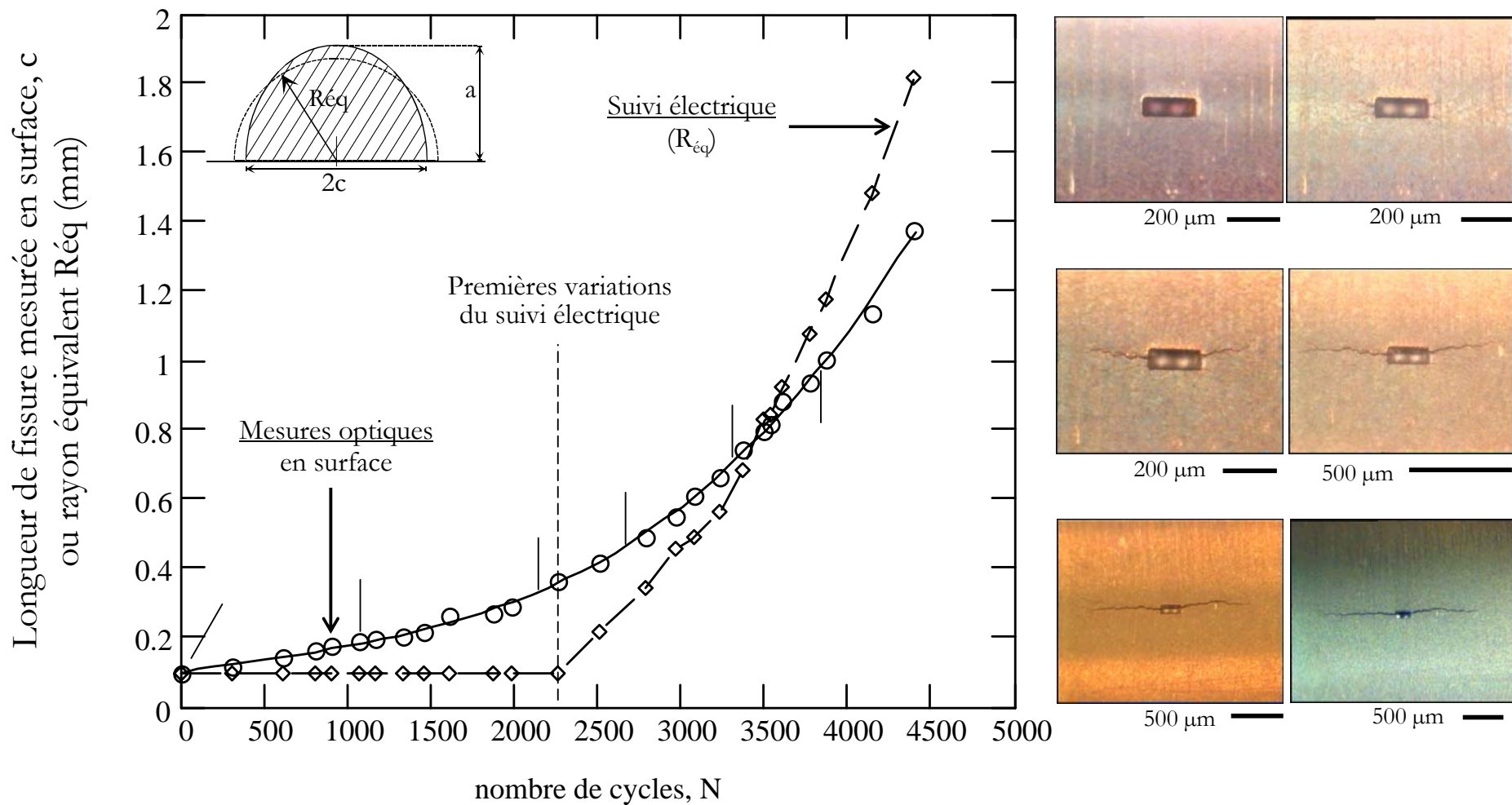


Figure V.6 : comparaisons des méthodes de suivi des petites fissures dans les éprouvettes entaillées symétriques ($R = 0$, $S_{max} = 700$ MPa)

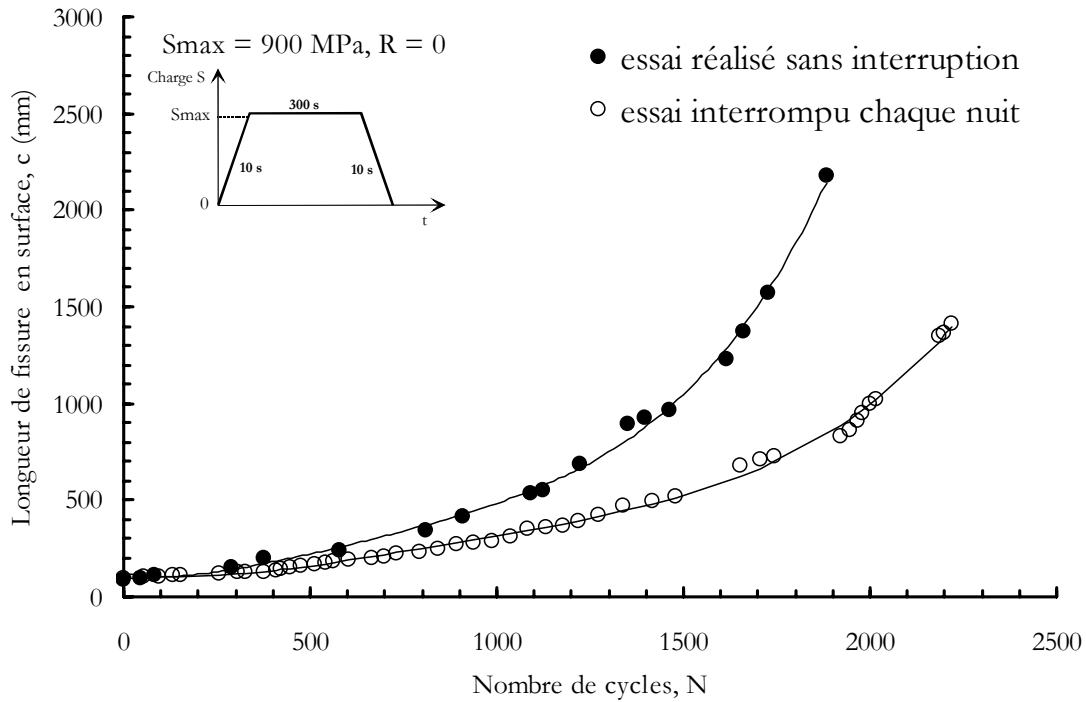


Figure V.7 : influence d'un arrêt de l'essai pendant plusieurs heures quotidiennement, sur la longueur de fissure mesurée optiquement

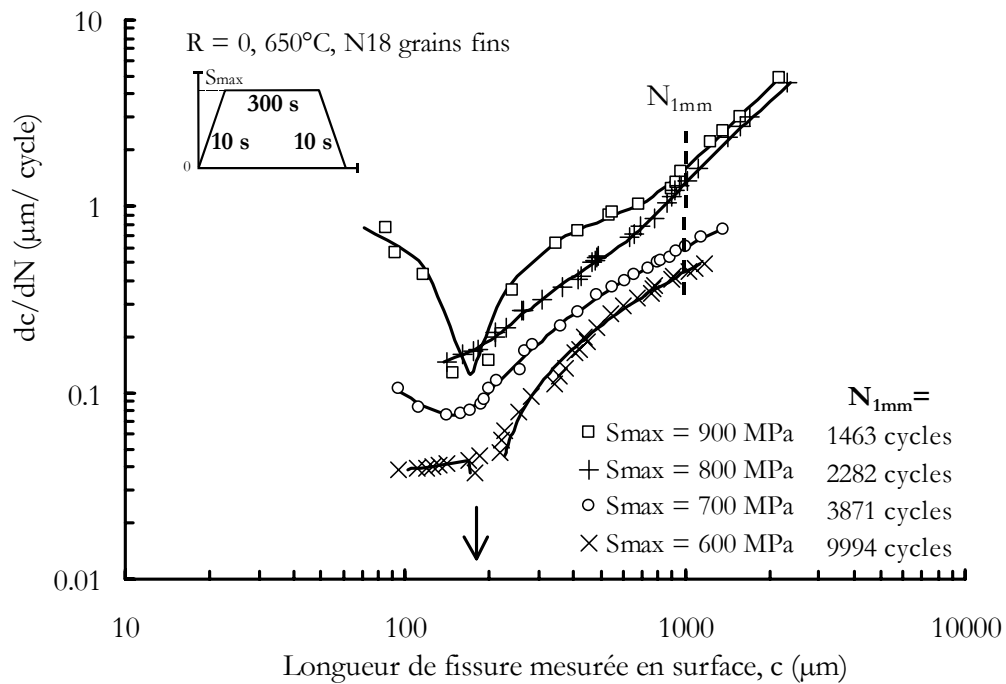


Figure V.8 : influence du niveau de chargement sur les vitesses de propagation avec des cycles 10-300-10 et $R = 0$, à 650°C

Par la suite, ces deux méthodes ne donnent des résultats similaires qu'au delà une longueur de fissure en surface de 400 μm . De plus, les résultats obtenus en fin d'essai avec le suivi électrique semblent donner un rayon de fissure plus important. Nous pouvons supposer ici que l'hypothèse liée à la forme semi-circulaire des fissures n'est plus totalement vérifiée avec le suivi électrique.

Ces constatations ont pu être étendues à l'ensemble des essais que nous avons réalisés. Une première conclusion importante est mise en évidence. Le suivi électrique s'avère une technique inappropriée pour mesurer des fissures de longueurs inférieures à 400 μm en fond d'entaille. Or, comme nous allons le voir dans les chapitres suivants, cette longueur représente exactement la taille de la zone d'influence de l'entaille. Dans la suite de ce mémoire, seuls les résultats obtenus par mesures optiques seront présentés.

V.1.6 Conditions d'essais

Sur l'alliage à grains fins, les essais en cycle 10-300-10 réalisés à 650°C ont été étudiés en testant au moins deux éprouvettes. Les essais réalisés au cours de la thèse sur les éprouvettes entaillées symétriques sont récapitulés au tableau B.3 de l'annexe B. Dans ce tableau, la durée des essais a été rappelée. Il est possible de constater que les essais comportant un temps de maintien (cycles 10-300-10) ont présenté une durée moyenne d'environ 11 jours (265 h) avec, pour les essais réalisés à plus faible niveau de charge ($S_{\text{max}} = 600 \text{ MPa}$), une durée pouvant atteindre plus de 6 semaines (1051 h). Pour des raisons de temps, nous avons préféré mener tous ces essais sans aucune interruption, jour et nuit. Cependant, nous avons pu évaluer l'effet sur les vitesses de propagation d'une interruption quotidienne de plusieurs heures, en arrêtant l'essai chaque nuit (température maintenue à 450°C et sous une charge S_{max} abaissée à 20 MPa). Les résultats présentés à la figure V.7, montrent que le nombre de cycles appliqués est significativement plus important ($\approx 25\%$) pour atteindre une même longueur de fissure. Cet effet qui mériterait d'être confirmé, peut s'expliquer par la relaxation partielle des contraintes résiduelles à charge nulle en fond d'entaille.

V.2 VITESSES D'AVANCEE DE PETITE FISSURE EN FOND D'ENTAILLE DANS L'ALLIAGE N18 A GRAINS FINS

Ce paragraphe présente exclusivement les vitesses d'avancée de fissure que nous avons obtenues sur l'alliage à grains fins et mesurées sur les éprouvettes entaillées symétriques. Nous discuterons des résultats obtenus sur l'alliage à gros grains au chapitre IX. L'alliage à grains fins nous a permis d'étudier deux aspects. Le premier concerne plus particulièrement l'influence du chargement dans les éprouvettes entaillées symétriques en réalisant des essais à 650°C dans lesquels varie soit la charge maximale S_{max} , soit le rapport de charge R. Le second aspect est l'étude dans les éprouvettes entaillées symétriques de l'influence d'un temps de maintien et de la température sur les vitesses de propagation.

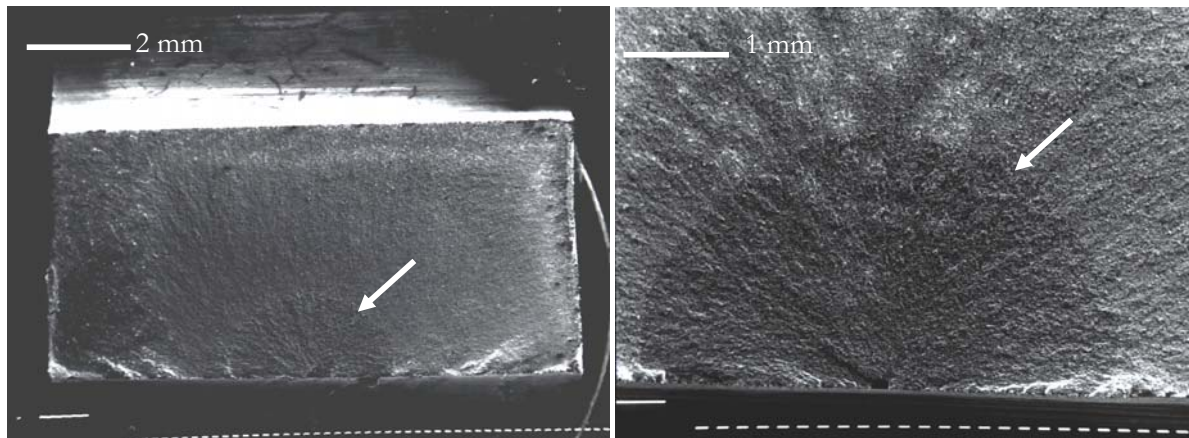


Figure V.9 : forme typique de la fissure en fin d'essai

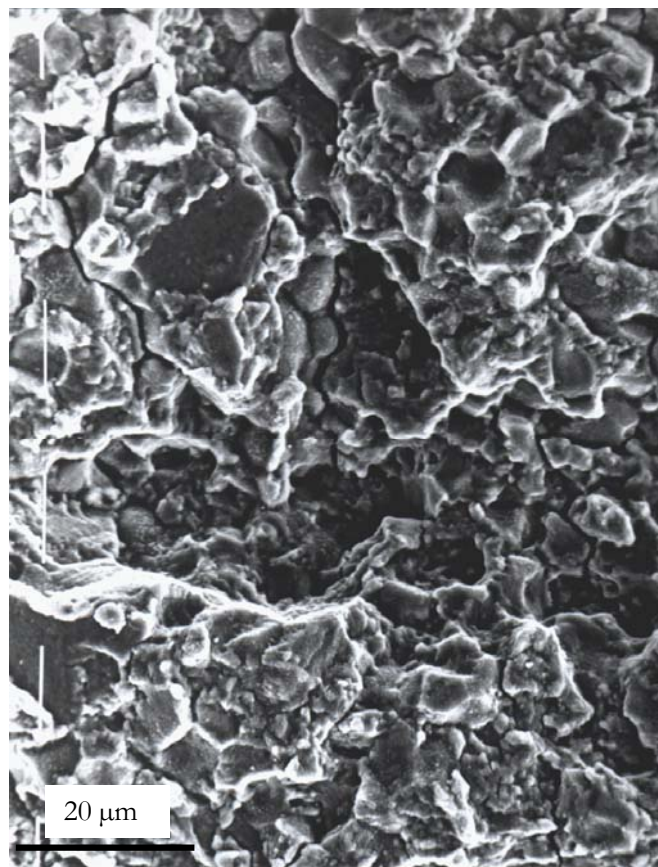


Figure V.10 : mode de rupture intergranulaire à 650°C en cycles 10-300-10 sur éprouvette entaillée symétrique

V.2.1 Influence du chargement à 650°C (N18 à grains fins)

V.2.1.1 Essais à rapport de charge $R = 0$

L'effet du niveau de chargement est comparé pour un rapport de charge nul à la figure V.8. Deux aspects se dégagent de ces résultats. Les vitesses de propagation semblent augmenter de près d'un ordre de grandeur lorsque la charge maximale est augmentée de 600 à 900 MPa, comme le montre le nombre de cycles appliqués pour atteindre une longueur de fissure de l'ordre de 1 mm.

De plus, la plupart des essais ont présenté un ralentissement significatif des vitesses de propagation jusqu'à une certaine longueur de fissure. Dans le cas d'un faible niveau de charge (600 MPa), ce ralentissement a entraîné un arrêt prolongé de l'avancée de la fissure symbolisée, sur la figure V.8, par une flèche verticale. Cependant, nous n'avons pas pu dégager une longueur de fissure caractéristique du chargement correspondant aux plus basses vitesses, car, comme le montre cette figure, le ralentissement semble se présenter à la même avancée de fissure ($\Delta c \approx 80 \mu\text{m}$) indépendamment du niveau de chargement.

D'une manière plus générale, ces résultats montrent, de nouveau, l'importance de mesurer avec précision la longueur des fissures lorsqu'elles sont de très petite taille ($< 400 \mu\text{m}$).

L'analyse des faciès de rupture a montré qu'en fin d'essai le rapport de forme des fissures, a/c , est compris entre 0.8 et 1.2 (figure V.9). De plus, le mode de rupture ne présente aucune modification lorsque le niveau de chargement appliqué varie. Les modes de rupture obtenus à 650°C sur éprouvette lisse KB2.5 ont été confirmés sur les éprouvettes entaillées symétriques. Dans ces éprouvettes, à 650°C et en cycles 10-300-10, le régime de propagation de la fissure est effectivement intergranulaire (figure V.10).

V.2.1.2 Essais à rapports de charge R négatifs

Nous avons également réalisé des essais à rapport de charge négatif (figure V.11) dans le but de mettre en évidence deux aspects. D'une part, en augmentant l'amplitude de charge ($\Delta\sigma \geq 900 \text{ MPa}$), nous avons tenté d'accentuer les effets liés à la plasticité cyclique en fond d'entaille. D'autre part, en modifiant le niveau moyen du chargement appliqué, nous avons voulu évaluer les effets de fermeture de fissure en présence de l'entaille.

V.2.1.2.1 Apparition de l'endommagement en fond d'entaille

Les essais réalisés avec un rapport $R = -1$ ont présenté des faciès de rupture macroscopiques différents de ceux obtenus avec $R = 0$, comme le montrent les macrographies à la figure V.12a. En effet, au cours des 3 niveaux de chargement explorés ($S_{\text{max}} = 600, 700 \text{ et } 800 \text{ MPa}$), nous avons systématiquement rencontré un grand nombre de fissures secondaires liées à un endommagement important et apparaissant dans les deux congés des entailles, en dehors du défaut d'érosion. Par conséquent, nous n'avons pas pu mesurer avec précision la longueur en surface de la fissure au-delà de $500 \mu\text{m}$ (figure V.12b). Il convient donc d'apporter une certaine précaution dans l'analyse des résultats obtenus sur ces essais. Dans le cas d'un essai à rapport de charge fixé à $R = -0.5$, il n'y a pas eu l'apparition de fissures secondaires.

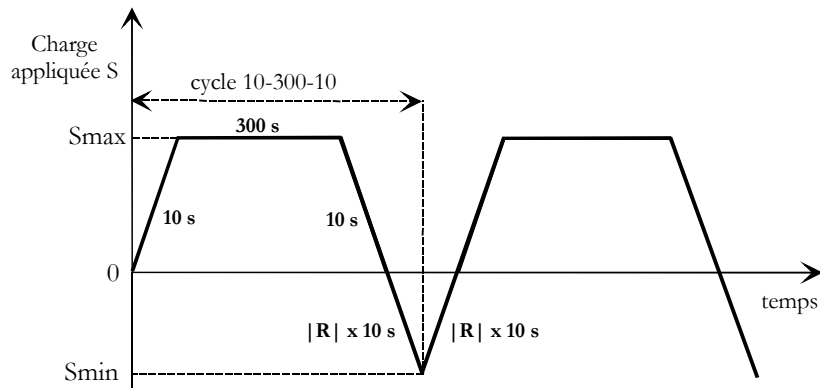


Figure V.11 : cycles de chargement imposés pour un rapport de charge R négatif

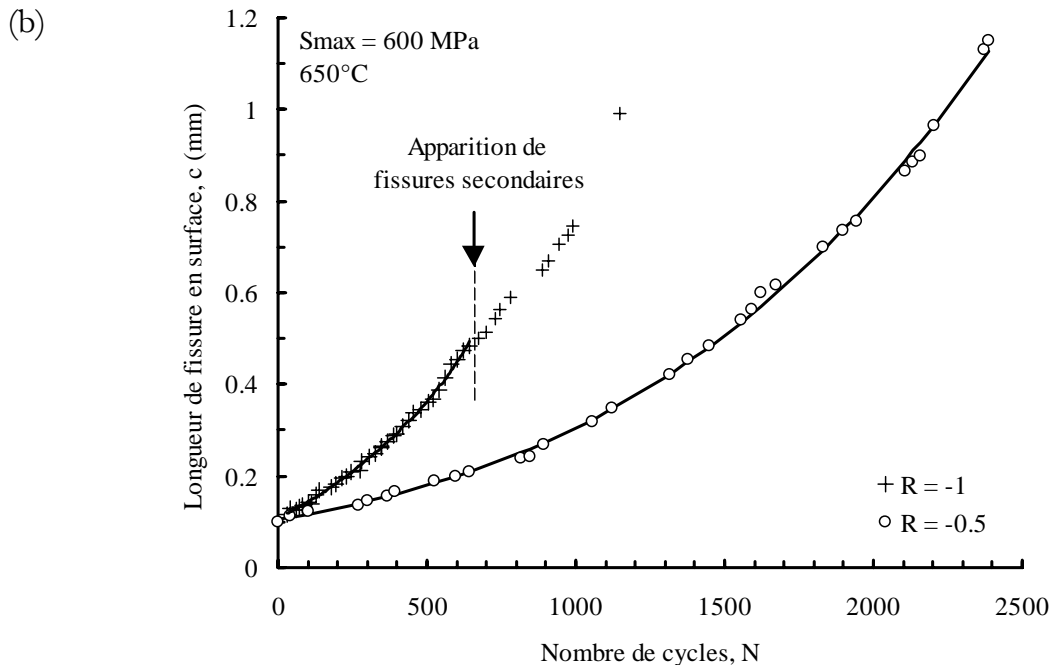
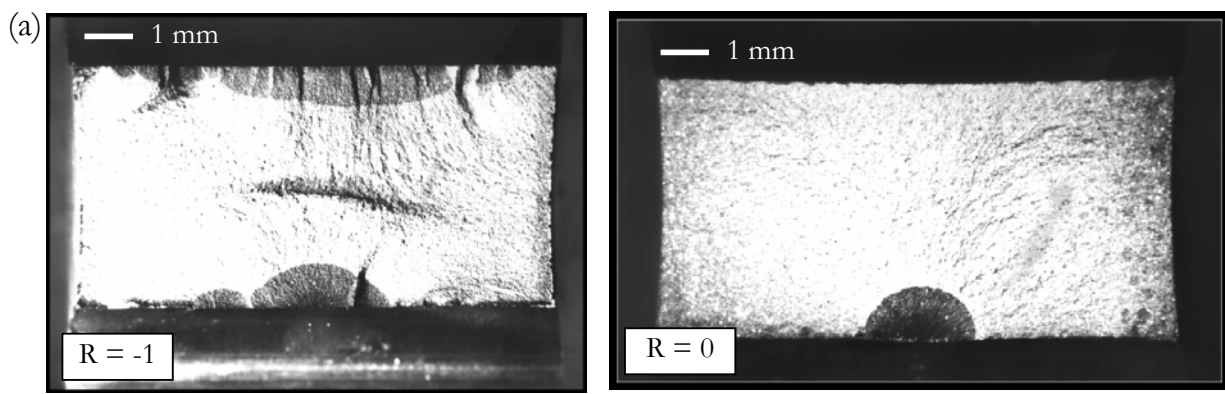


Figure V.12 : longueurs de fissure en fonction du nombre de cycles. Pour $R = -1$, les essais ont conduit systématiquement à l'apparition de fissures secondaires en fond d'entaille lorsque la charge S_{max} est supérieure à 600 MPa.

V.2.1.2.2 Vitesses d'avancée de fissure

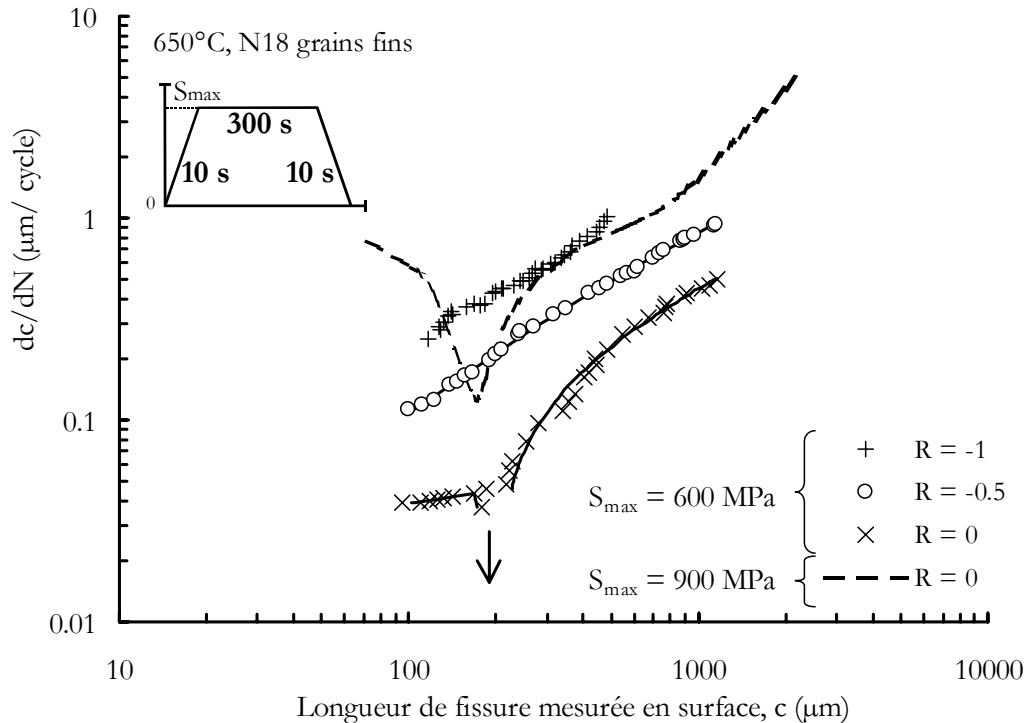


Figure V.13 : vitesses d'avancée de fissure avec des rapports de charge négatifs pour une charge appliquée de 600 MPa

Deux conclusions ont été tirées des résultats présentés à la figure V.13. En diminuant le rapport de charge, on augmente les vitesses de propagation pour une même longueur de fissure. Ceci semble aller dans le sens des résultats obtenus lorsque l'on augmente simplement le niveau de chargement S_{\max} . Le paramètre $\Delta S = S_{\max} - S_{\min}$ est donc d'un emploi plus commode pour interpréter ces résultats. De plus, nous avons pu constater que pour une même valeur de ΔS , il y a peu d'effet du niveau moyen de chargement. Pour s'en rendre compte, on peut comparer les résultats de la figure V.13 pour $R = 0$ avec $S_{\max} = 900$ MPa et $R = -0.5$ avec $S_{\max} = 600$ MPa.

De plus, aucun essai réalisé avec un rapport de charge négatif n'a présenté de ralentissement des vitesses de propagation aux premiers cycles, contrairement aux essais à $R = 0$. Cette observation peut s'interpréter par la diminution significative des effets de fermeture de fissure lorsque des contraintes de compression importantes sont imposées (Pommier et al., 1997)

V.2.2 Influence du temps de maintien et de la température

Les vitesses obtenues en appliquant à 650°C des cycles sans temps de maintien (cycles 10-10) sont présentées à la figure V.14. Nous avons constaté peu de différence avec les cycles 10-300-10, notamment quand la fissure devient longue. En revanche, nous disposons de trop peu de données pour pouvoir conclure clairement dans le domaine des longueurs de fissure plus petites (< 200 μm). Il serait intéressant par la suite de réaliser des essais complémentaires pour pouvoir confirmer cet effet au début des essais.

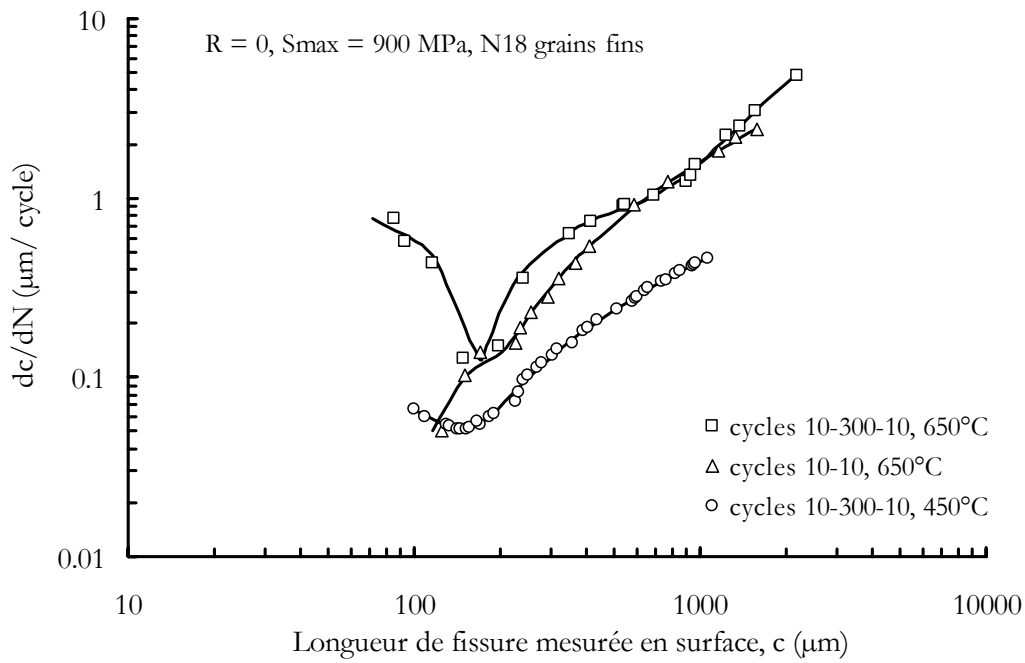


Figure V.15 : influence du temps de maintien et de la température sur les vitesses de propagation de fissures

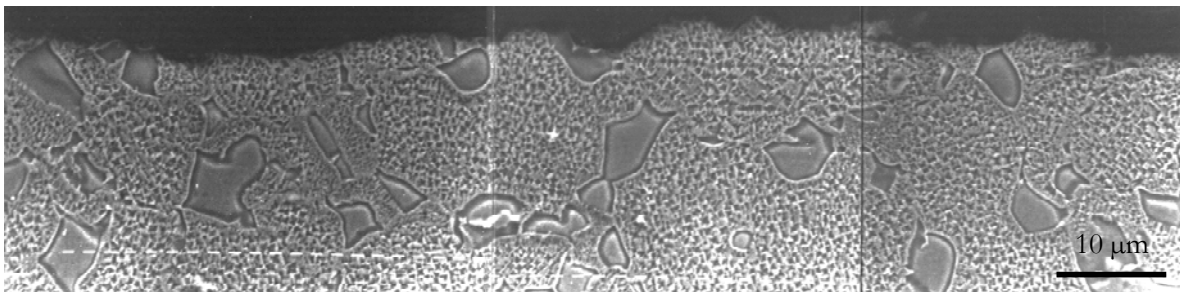


Figure V.16 : rupture transgranulaire de l'alliage N18 à grains fins à 450°C dans les éprouvettes entaillées symétriques, cycles 10-10 et 10-300-10

Lorsque nous avons abaissé la température d'essai à 450°C, une diminution des vitesses de propagation semblable à celle mesurée sur les éprouvettes sans entaille KB2.5, a été observée. Cette variation représente un facteur 3 à 4 entre 450°C et 650°C. Dans ce cas, le mode de rupture est transgranulaire à 450°C, comme le montre la figure V.16, ce qui correspond aux observations effectuées sur les éprouvettes lisses.

En conclusion, la présence d'une entaille ne semble pas modifier la résistance du matériau vis-à-vis de l'environnement. En effet, les modes de rupture obtenus sur les éprouvettes KB2.5 se retrouvent également sur les éprouvettes entaillées symétriques.

V.3 COMPARAISONS AVEC LES RESULTATS OBTENUS DANS LA LITTÉRATURE

Les résultats d'essais réalisés sur l'alliage à grains fins à 650°C ont été comparés aux résultats de Pommier (1995) obtenus en utilisant les mêmes conditions de chargement. Cette comparaison est présentée aux figures V.16 et V.17 pour deux niveaux de chargement. Il convient de noter que les résultats obtenus par Pommier sont exprimés en fonction de la profondeur de la fissure (a), contrairement à nos résultats qui sont exprimés en fonction de la longueur en surface (c). Cependant, nous avons pu constater un écart d'un ordre de grandeur entre ces résultats. Nous proposons deux raisons pouvant expliquer cet écart.

Nous avons eu la possibilité d'examiner avec la collaboration de S. Pommier une des éprouvettes testées au cours de sa thèse. Les micrographies sont présentées à la figure V.18. Nous avons conclu à partir de cette analyse que la microstructure testée par Pommier correspond à une microstructure intermédiaire ou de peau, à cause de l'appauvrissement en précipités γ'_{II} près des joints de grains. Comme nous l'avons présenté au chapitre III, il est fort possible que l'écart observé avec nos résultats obtenus, eux, sur la microstructure de cœur, puisse s'expliquer par un fort effet de microstructure. Cette constatation met de nouveau en évidence que dans l'alliage N18, les modifications de microstructure entraînent de grandes variations sur les vitesses de propagation.

La seconde raison est peut-être liée à la technique de suivi de fissure utilisée. En effet, les résultats de Pommier ont été obtenus à partir d'un suivi électrique. Or nous avons montré que cette technique peut conduire à surestimer les vitesses de propagation dans la mesure où les longueurs de fissure ne sont prises en compte qu'à partir de la moitié de l'essai.

Nous pouvons noter également que les résultats de Pommier ne présentent pas le ralentissement des vitesses que nous avons observés. Cependant, nous ne pouvons rien conclure sur cette constatation, car les longueurs de fissure ne semblent avoir été mesurées qu'à partir de 200 μm .

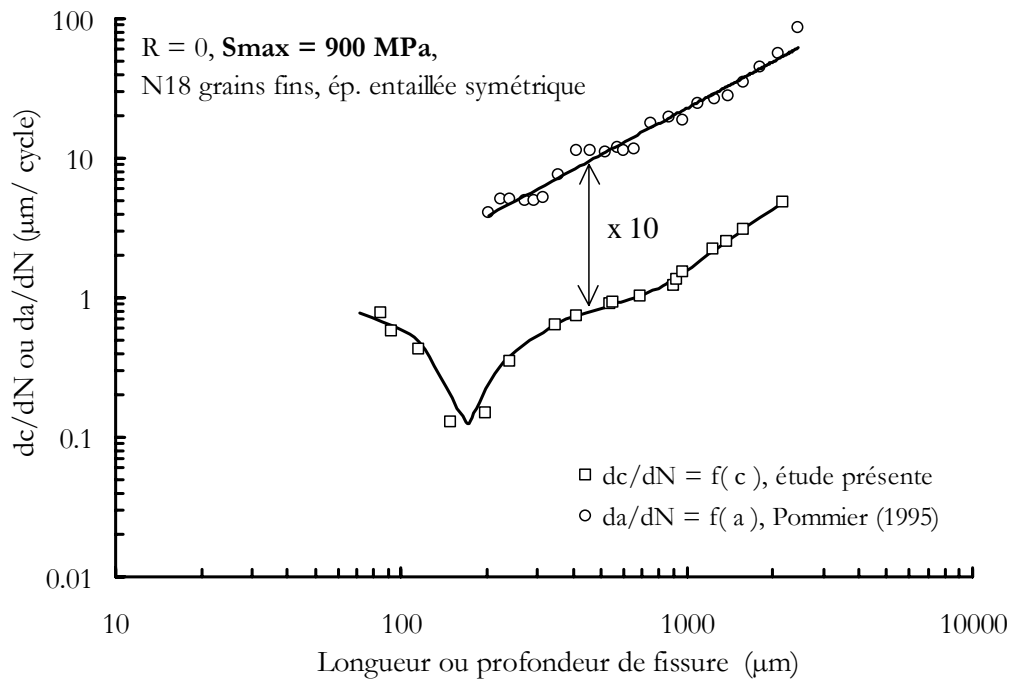


Figure V.16 : comparaisons avec les résultats de Pommier (1995) pour $S_{max} = 900 \text{ MPa}$

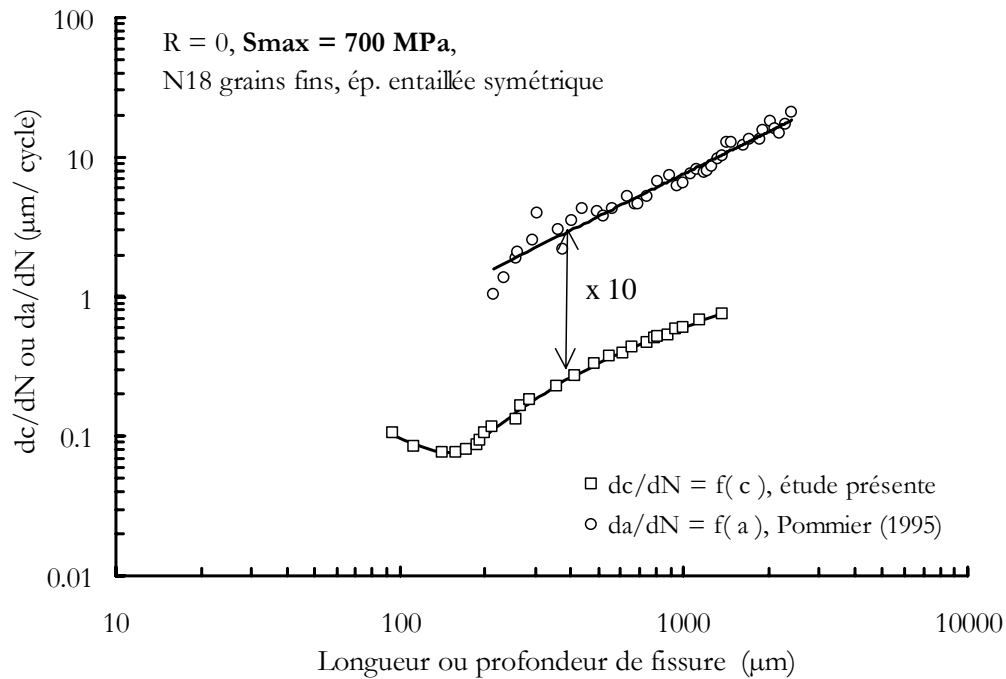


Figure V.17 : comparaisons avec les résultats de Pommier(1995) pour $S_{max} = 700 \text{ MPa}$

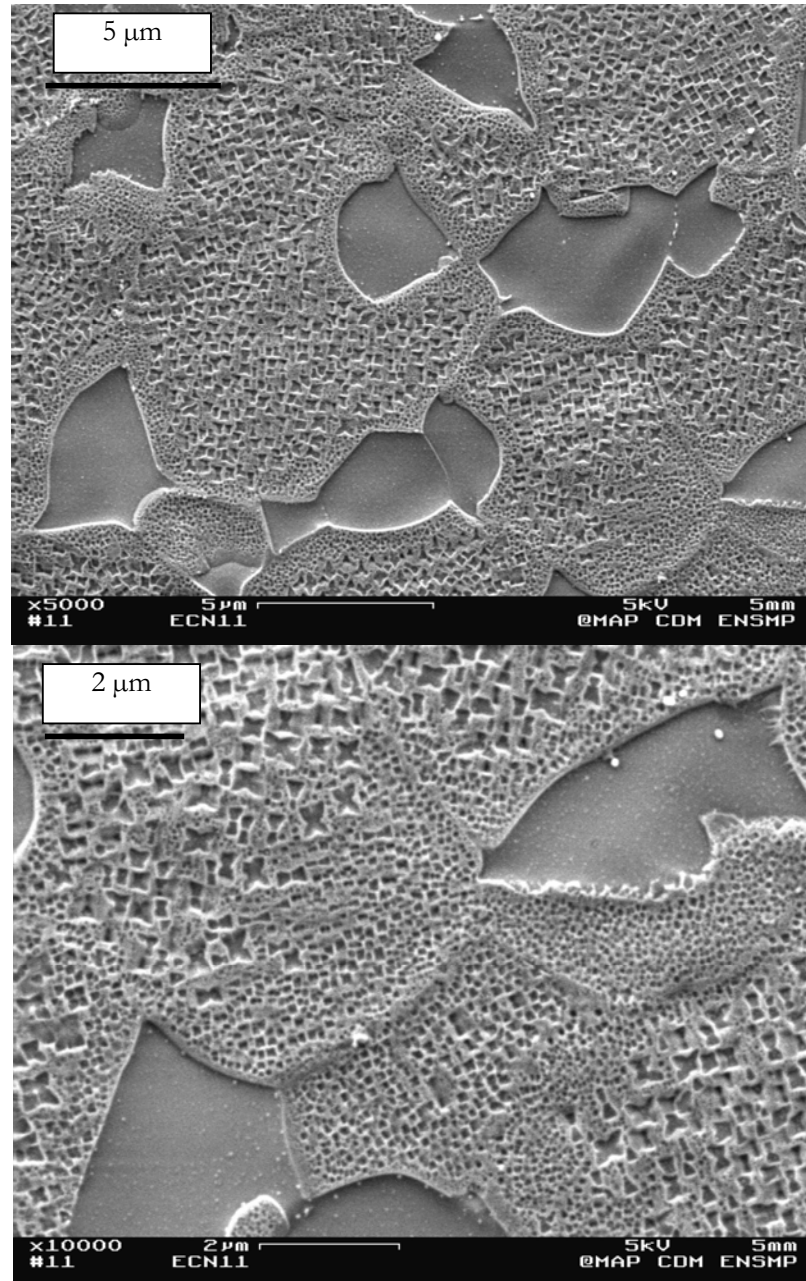


Figure V.18 : microstructure testée par Pommier (1995)

pour résumer

Une géométrie d'éprouvette a été spécialement conçue pour étudier les effets de gradient de contraintes. Il s'agit des éprouvettes de fatigue à entaillures symétriques. Un dispositif expérimental a été mis au point pour mesurer in situ les avancées de la fissure (≤ 1 mm) qui s'amorce sur un défaut artificiel semi-circulaire de très petite taille (0.1 mm) situé au centre d'une des entaillures.

Deux techniques ont été utilisées pour suivre la propagation de ces petites fissures. La première est une technique de suivi par prises de potentiel à laquelle nous avons apporté des améliorations. La seconde est une technique de suivi utilisant un dispositif optique de haute résolution. Avec cette technique, nous avons été capables de mesurer à chaud des avancées de fissure à la surface de l'éprouvette de l'ordre de 10 μ m. En comparant les résultats obtenus avec ces deux suivis, nous sommes arrivés à la conclusion importante selon laquelle le suivi électrique est inapproprié pour suivre la propagation de fissures dont la taille est inférieure à 400 μ m, ce qui représente la taille de la zone d'influence de l'entaille. Par conséquent, seuls les résultats obtenus par mesures optiques seront pris en compte. Dans tous les essais réalisés, l'amorçage de la fissure est apparu dès les premiers cycles.

Des essais ont été réalisés, dans un premier temps, sur l'alliage N18 à grains fins. En faisant varier le niveau de chargement S_{max} ou le rapport de charge R, il apparaît que le paramètre $\Delta S = S_{max} - S_{min}$ est d'un emploi plus commode pour comparer les résultats. Sur l'ensemble des essais réalisés, nous avons observé un ralentissement des vitesses de propagation dans les premiers cycles qui peut provenir des modifications de fermeture de fissure due à l'entaille. Cependant, pour mesurer les effets d'entaille sur les vitesses de propagation, une approche utilisant le facteur d'intensité des contraintes semble plus appropriée.

Concernant les effets de temps de maintien et de température, aucune différence significative n'a été observée vis-à-vis des résultats obtenus sur éprouvette sans entaille. L'alliage à grains fins présente des modes de rupture équivalents avec ces deux géométries d'éprouvette.

Enfin, en comparant nos résultats avec ceux de Pommier (1995), les vitesses de propagation de fissure obtenues entre ces deux études présentent une différence de plus d'un ordre de grandeur. Ces écarts peuvent s'expliquer par un fort effet de microstructure et par la méthode de suivi de fissure utilisée.

Bibliographie du chapitre V

[1] PIERRE J.P. et PINEAU A.

Propagation des fissures de fatigue dans les zones de concentrations de contraintes dans l'alliage N18
Rapports SNECMA, Lot 96/1 (1996)

[2] POMMIER S.

Amorçage et propagation de fissures courtes en fond d'entaille. Etude du superalliage N18 en fatigue fluage
Thèse de l'Ecole Centrale Paris (1995)

[3] POMMIER S., PRIOUL C., LAUTRIDOU J.C. and BOMPARD P.

Crack closure effect on crack growth rate at 650°C in double notched specimens of a nickel base superalloy
Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., 19, n°9, (1996) pp. 1117-1128

[4] POMMIER S., PRIOUL C. and BOMPARD P.

Influence of a negative R ratio on the creep-fatigue behaviour of the N18 nickel base superalloy
Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., 20, n°1, (1997) pp. 93-107

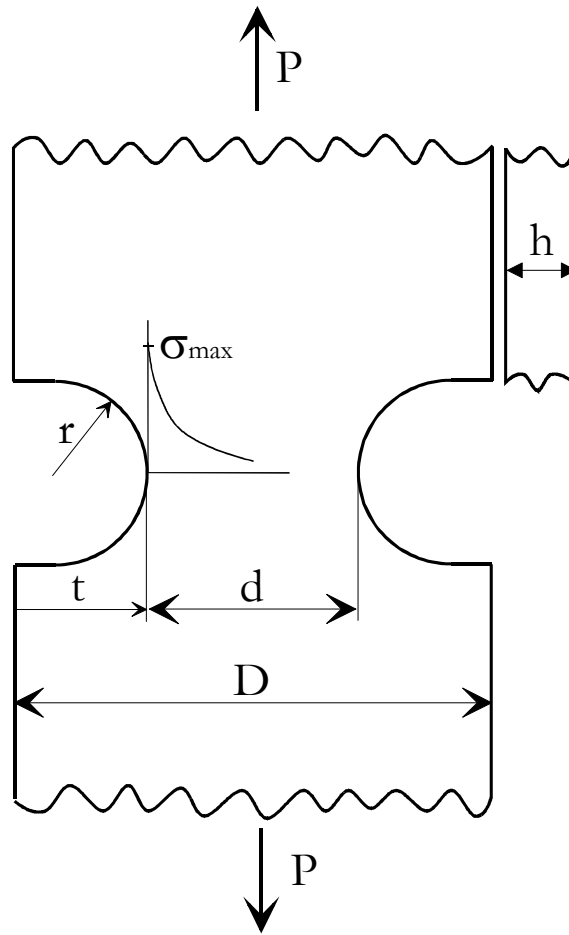
PARTIE C :
Calculs des paramètres de chargement
dans les éprouvettes entaillées symétriques



CHAPITRE VI :

Etude du chargement élasto-viscoplastique en fond d'entaille

VI.1 Facteur de concentration de contraintes (calcul élastique théorique)	105
VI.1.1 Définitions et relations liées à la géométrie	105
VI.1.2 Calculs par méthodes empiriques	107
VI.1.3 Calculs par méthode des éléments finis	107
VI.2 Champs de contraintes élasto-plastiques	109
VI.2.1 Méthode de Neuber	109
VI.2.2 Correction plastique	111
VI.2.3 Champ de Prandtl	111
VI.3 Champs viscoplastiques calculés par la méthode des éléments finis	113
VI.3.1 Test des lois de comportement	113
VI.3.2 Caractérisations expérimentales des déformations locales en fond d'entaille par technique de dépôt de micro-grilles	115
VI.3.3 Adaptation du matériau	117
VI.3.4 Profils de contraintes au droit de l'entaille	117
VI.4 Conclusions	119
Bibliographie du chapitre VI	121



Le facteur de concentration de contraintes est défini par :

$$K_t = \frac{\sigma_{\max}}{S_{\text{nom}}}$$

avec la contrainte nominale :

$$S_{\text{nom}} = P/h.d$$

Figure VI.11 : notations utilisées sur les géométries à entailles symétriques

La partie C de ce mémoire est consacrée aux calculs des paramètres de chargement de la mécanique de la rupture dans le but de corréler les vitesses de propagation mesurées expérimentalement dans la partie B. Avant d'aborder plus en détail les calculs du facteur d'intensité des contraintes qui sont présentés au chapitre suivant, nous proposons, dans ce chapitre, une étude complète du chargement viscoplastique en fond d'entaille.

L'objectif est de déterminer la nature des champs locaux de contraintes et de déformations dans les éprouvettes entaillées symétriques. Nous présenterons dans un premier temps, les méthodes analytiques et empiriques permettant un calcul approché des contraintes élastiques et élasto-plastiques. Ces méthodes, largement employées dans les bureaux d'études, ont été comparées aux résultats obtenus par la méthode des éléments finis. Nous aborderons ensuite les calculs numériques de nature viscoplastique. Ces résultats seront utilisés dans le chapitre suivant pour calculer le facteur d'intensité des contraintes.

VI.1 FACTEUR DE CONCENTRATION DE CONTRAINTES (CALCUL ELASTIQUE THEORIQUE)

VI.1.1 Définitions et relations liées à la géométrie

Les formules élémentaires utilisées pour dimensionner les pièces étaient fondées, il y a un quart de siècle, sur des géométries à section constante ou comportant un changement progressif du contour (**Peterson, 1974**). Ces hypothèses trop simplificatrices ont conduit plus récemment les ingénieurs à prendre en compte de façon simple, les régions à forte sollicitation mécanique qui sont présentes dans la plupart des machines industrielles (épaulement, trous, congés de raccordement...). Ces modifications ont nécessité une approche plus locale des champs de contraintes. La concentration plus ou moins importante des contraintes dans ces zones, est désormais mesurée par le facteur de concentration de contraintes défini par (figure VI.1) :

$$K_t = \frac{\sigma_{\max}}{S_{\text{nom}}} \quad (\text{VI.1})$$

avec $S_{\text{nom}} = P/h.d$

L'indice t indique qu'il s'agit d'un facteur théorique, répondant aux hypothèses définies dans la théorie de l'élasticité. Cet indice distingue les facteurs théoriques des facteurs déterminés expérimentalement par photoélasticimétrie ou mesurés par jauges, ou encore tels que le coefficient de réduction de la résistance à la fatigue, K_f défini par :

$$K_f = \frac{\sigma_d}{\sigma_{de}} = \frac{\text{limite d'endurance sur éprouvette sans entaille}}{\text{limite d'endurance avec un facteur de concentration de contrainte } K_t} \quad (\text{VI.2})$$

Dans la suite du mémoire, le facteur de concentration de contrainte sera défini exclusivement par rapport à la contrainte nominale $S_{\text{nom}} = P/h.d$ qui se rapporte à la charge maximale utilisée pour réaliser les essais ($S_{\text{nom}} = S_{\text{max}}$). De plus, il a été observé que l'effet de l'entaille sur la résistance à la fatigue est plus faible que l'effet qui est prévu par l'utilisation du facteur de concentration de contrainte théorique. Cet aspect a été pris en compte en définissant le coefficient de sensibilité à l'entaille du matériau en fatigue, q , défini par :

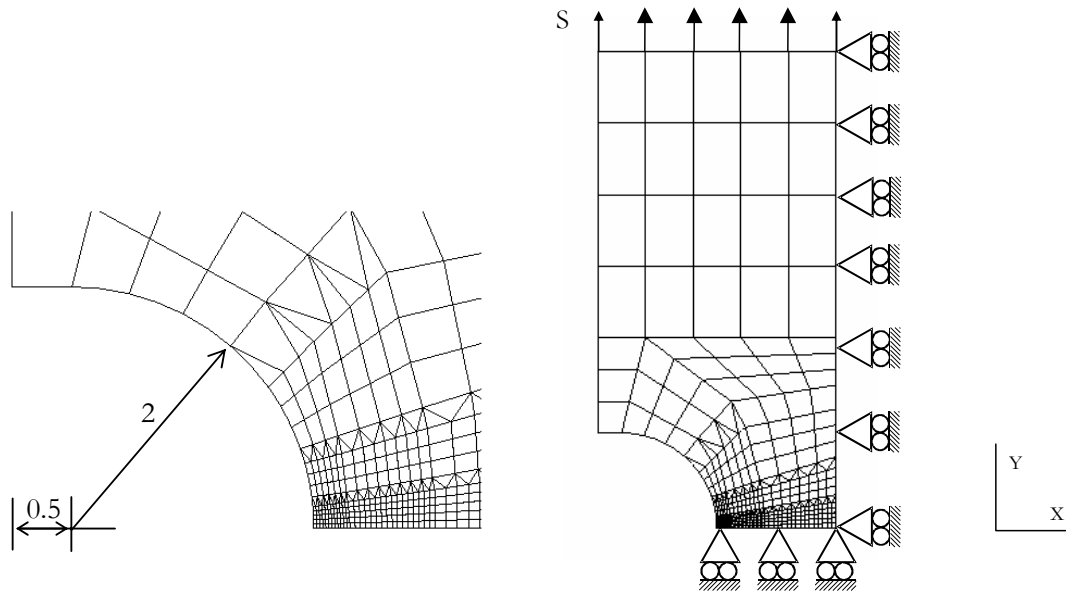


Figure VI.12 : maillage 2D représentant un quart de l'éprouvette entaillée symétrique

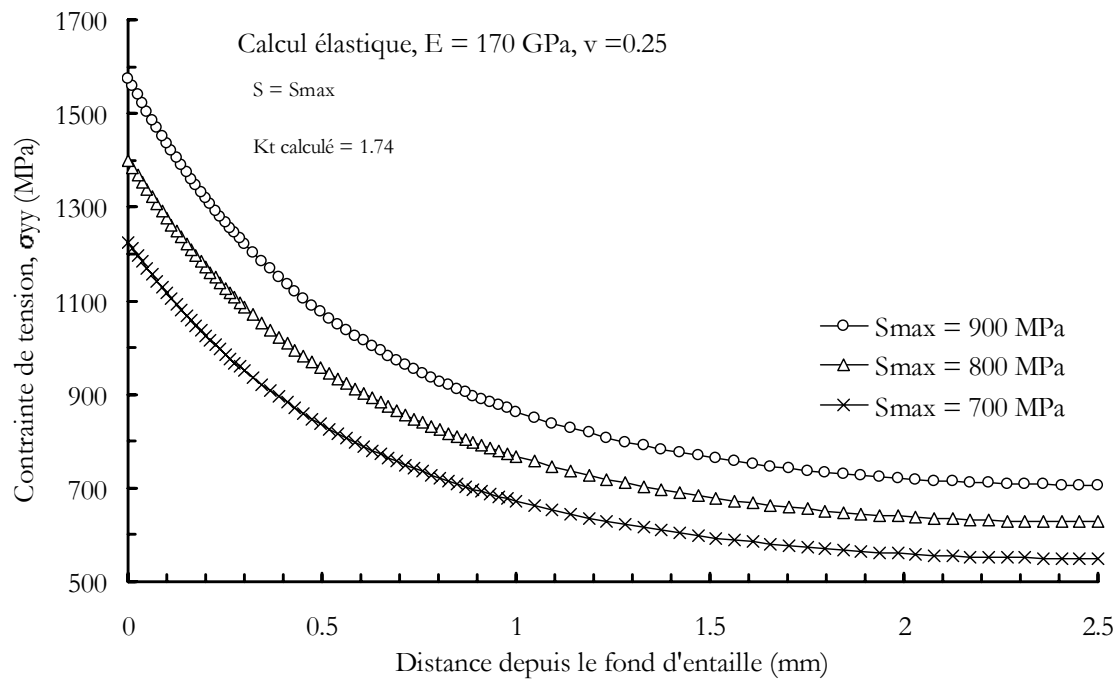


Figure VI.13 : champs de contraintes en fond d'entaille obtenus par un calcul élastique - le facteur de concentration de contraintes calculé est de l'ordre de $K_t = 1.74$

$$q = \frac{K_f - 1}{K_t - 1} \quad (\text{VI.3})$$

Ce coefficient permet de mesurer la correspondance entre les facteurs K_t et K_f . Par exemple, en l'absence d'effet d'entaille, q vaut 0. Une valeur égale à 1 signifie que l'effet obtenu par la théorie est conservé.

VI.1.2 Calculs par méthodes empiriques

Des abaques et des relations empiriques permettent de calculer le facteur de concentration de contraintes pour chaque géométrie d'éprouvette (voir par exemple, Peterson, 1974). Dans le cas d'une éprouvette comportant deux entailles en U symétriques, nous disposons des formules empiriques suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} K_t = \left(0.780 + 2.243 \cdot \sqrt{\frac{t}{r}} \right) \left[0.993 + 0.180 \cdot \left(\frac{2t}{D} \right) - 1.060 \cdot \left(\frac{2t}{D} \right)^2 + 1.710 \cdot \left(\frac{2t}{D} \right)^3 \right] \cdot \left(1 - \frac{2t}{D} \right) \\ \text{et} \\ K_t = 1 + \left[\frac{t/r}{1.55 \cdot (D/d) - 1.3} \right]^n \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{pour } r/d < 0.25 \text{ (Barrata, 1972)} \\ \\ \text{avec } n = \frac{D/d - 1 + 0.5 \cdot \sqrt{t/r}}{D/d - 1 + \sqrt{t/r}} \\ \text{pour } r/d > 0.25 \text{ (Heywood, 1952)} \end{array}$$

Avec ces formules, nous avons évalué le facteur de concentration de contraintes correspondant à la géométrie de nos éprouvettes à $K_t = 1.76$.

VI.1.3 Calculs par méthode des éléments finis

Pour confirmer ce résultat, nous avons réalisé un calcul élastique ($E = 170$ GPa, $\nu = 0.25$) par méthode des éléments finis en utilisant le code ZéBuLoN dans sa version 7.2. Pour cela, l'éprouvette entaillée symétrique a été modélisée par le maillage 2D représenté à la figure VI.2. Par raison de symétrie, seul un quart de l'éprouvette est modélisé en imposant, toutefois, les conditions limites indiquées sur cette figure. Le maillage a été volontairement affiné près de l'entaille. Des mailles de 25 μm sont présentes en fond d'entaille sur une longueur de 0.3 mm. Les éléments utilisés sont de type quadratique. Enfin, les calculs sont réalisés en Déformation Plane.

Le profil des contraintes prises dans le sens de la sollicitation et calculées sur la section minimale de l'éprouvette, est donné à la figure VI.3, pour 3 niveaux de chargement (de 700 à 900 MPa). Le facteur de concentration de contraintes obtenu par cette technique vaut $K_t = 1.74$, ce qui est en accord avec les résultats obtenus de façon empirique. En réalité, sur les disques SNECMA, le facteur de concentration de contraintes est légèrement supérieur à ces valeurs (≈ 1.85), car les alvéoles de fixation ne sont pas totalement symétriques. Cependant, cet écart n'est pas réellement significatif.

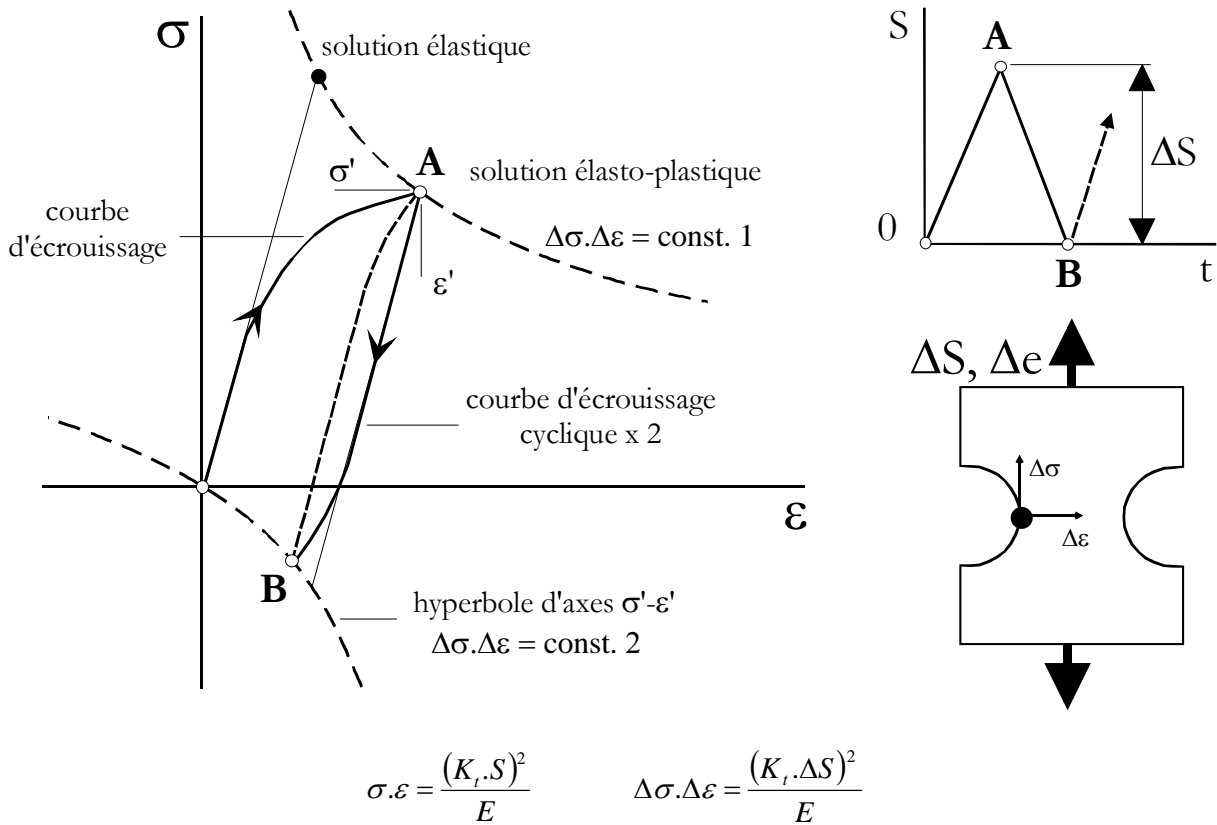


Figure VI.14 : principe du calcul des contraintes et des déformations en fond d'entaille par la méthode de Neuber (1961)

$S_{\max} = 900 \text{ MPa}$, $\dot{\varepsilon} \approx 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ $R = 0$, $K_t = 1.74$	Méthode de Neuber		Calcul E.F. Contrainte Plane	
	A	B	A	B
Contrainte (MPa)	1099 MPa	-454 MPa	1136 MPa	-390 MPa
Déformation totale (%)	1.3%	0.38 %	1.18%	0.24%

Tableau VI.1 : comparaison de la contrainte et de la déformation en fond d'entaille ($K_t = 1.74$) calculées par la méthode de Neuber et par un calcul éléments finis en Contrainte Plane. Le calcul obtenu par éléments finis donne la contrainte et la déformation maximales principales obtenues au premier cycle.

VI.2 CHAMPS DE CONTRAINTES ELASTO-PLASTIQUES

VI.2.1 Méthode de Neuber

Pour tenir compte de la plasticité au fond de l'entaille, une approche simple introduite initialement par **Neuber (1961)**, consiste à considérer séparément le facteur de concentration des contraintes K_σ et celui des déformations K_ε . Contrairement à un état élastique où $K_t = K_\sigma = K_\varepsilon$, lorsqu'un état de plasticité localisée est atteint, K_ε augmente et K_σ diminue. La méthode de Neuber propose donc de prendre le facteur de concentration de contraintes théorique égal à la moyenne géométrique de K_ε et K_σ :

$$K_t = \sqrt{K_\varepsilon \cdot K_\sigma} \quad (\text{VI.4})$$

L'équation (VI.4) peut donc s'écrire en utilisant les notations de la figure VI.4 :

$$K_t^2 = \frac{\varepsilon}{e} \cdot \frac{\sigma}{S} \quad \text{soit encore} \quad \sigma \cdot \varepsilon = \frac{(K_t \cdot S)^2}{E} \quad (\text{VI.5})$$

Cette équation constitue la première hyperbole de Neuber. Les grandeurs σ et ε représentent ici les plus grandes contrainte et déformation principales. La contrainte et la déformation localisées au fond de l'entaille sont obtenues à l'intersection de cette hyperbole avec la courbe d'écrouissage monotone du matériau, ce qui est représenté par le point A sur la figure VI.4. Pour évaluer la contrainte et la déformation au fond de l'entaille, au cours d'un déchargement d'amplitude ΔS , on opère un changement d'axe à partir du point A (σ', ε') et l'on prend en compte, cette fois-ci, l'équation (VI.5) sous la forme suivante :

$$\Delta \sigma \cdot \Delta \varepsilon = \frac{(K_t \cdot \Delta S)^2}{E} \quad (\text{VI.6})$$

Cette équation permet de représenter la seconde hyperbole de Neuber liée au déchargement. Pour obtenir la contrainte et la déformation au point B, on utilise l'intersection de cette hyperbole avec la courbe d'écrouissage cyclique ($\Delta \sigma/2 = f(\Delta \varepsilon/2)$) du matériau. Des détails complémentaires sur cette construction ont été donnés par **Mitchell (1978)**, **Chaboche (1985)** et **Suresh (1991)**.

Cette méthode a pour inconvénient de ne prendre en compte qu'un état de Contrainte Plane et de surestimer légèrement les déformations. Pour corriger cela, l'approche proposée par **Glinka (1985, a et b)** peut s'avérer plus efficace. Elle suppose, en effet, que l'énergie emmagasinée au cours du chargement plastique du matériau est égale à celle du matériau si celui-ci se comporte de façon élastique. Nous n'étudierons pas cette approche dans la présente étude. La méthode de Neuber a été implémentée pour être appliquée aux éprouvettes entaillées symétriques, sur l'alliage N18 à grains fins à 650°C. Les résultats obtenus en prenant la charge appliquée la plus importante, $S_{\max} = 900$ MPa et $R = 0$, sont comparés, au tableau VI.1, à ceux obtenus par un calcul par éléments finis réalisé en Contrainte Plane sur le maillage 2D utilisé précédemment. Les courbes d'écrouissage utilisées sont celles présentées au chapitre IV. La loi de comportement prise en compte dans le calcul par éléments finis est la loi viscoplastique identifiée au chapitre IV, également. D'après ce tableau, nous avons pu constater un bon accord entre ces deux méthodes au premier cycle. A la charge maximale, la méthode de Neuber permet d'obtenir une déformation de 1.3% contre 1.18 % par le calcul éléments finis. A charges appliquées plus faibles, ces résultats devraient présenter un accord meilleur.

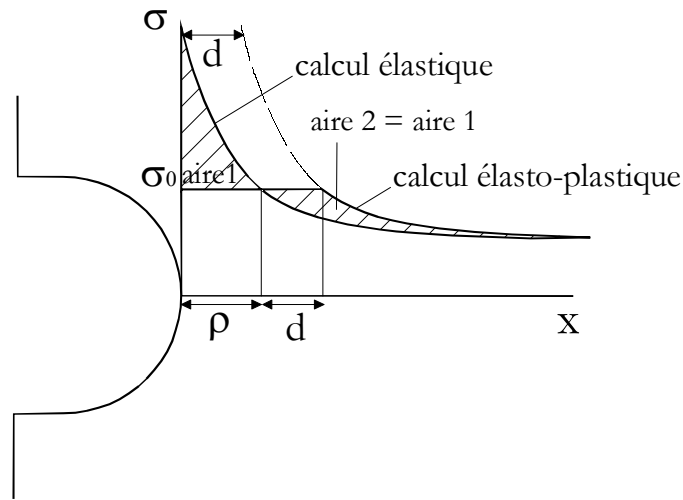


Figure VI.15 : principe de la correction plastique selon Irwin

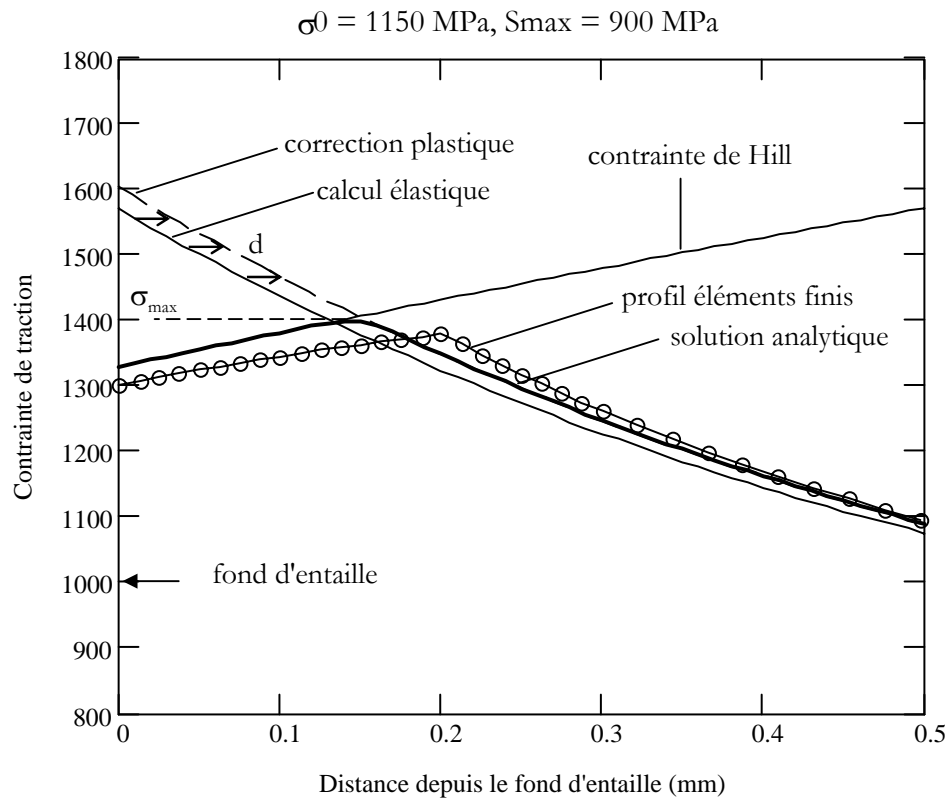


Figure VI.16 : calcul en fond d'entaille du profil de contraintes d'un matériau parfaitement plastique par la méthode de Hill et par celle des éléments finis

Cependant, la méthode de Neuber ne donne pas l'allure complète du profil élasto-plastique au droit de l'entaille, indispensables pour les calculs du FIC. Nous proposons, pour cela, une autre approche analytique qui s'applique à un matériau parfaitement plastique.

VI.2.2 Correction plastique

Le modèle d'Irwin s'applique en Contrainte Plane au cas de la plasticité confinée. Dans ce modèle, la contrainte maximale atteinte en fond d'entaille est la limite d'élasticité du matériau supposé parfaitement plastique et la zone déformée plastiquement est plus étendue de façon à équilibrer les contraintes. Il faut donc compenser la partie élastique manquante pour $x < \rho$. Pour cela, les parties hachurées doivent être d'aire égale, comme le montre la figure VI.5.

VI.2.3 Champ de Prandtl

En supposant toujours un comportement parfaitement plastique et en négligeant la viscosité, il est possible d'obtenir une approximation du profil de contraintes avec le premier chargement de l'éprouvette. Ce profil de contrainte est obtenu par morceaux (figure VI.6). Le premier morceau en fond d'entaille est donné par le champ de contraintes de Prandtl introduit par **Hill (1950)**. Le second morceau est obtenu par une correction de zone plastique sur le profil élastique. La contrainte au fond d'une entaille de rayon r est donnée par la formule de Prandtl suivante:

$$\sigma(x) = 2k \cdot \left(1 + \ln \left(1 + \frac{x}{r} \right) \right) \quad (\text{VI.7})$$

avec x : distance depuis le fond d'entaille

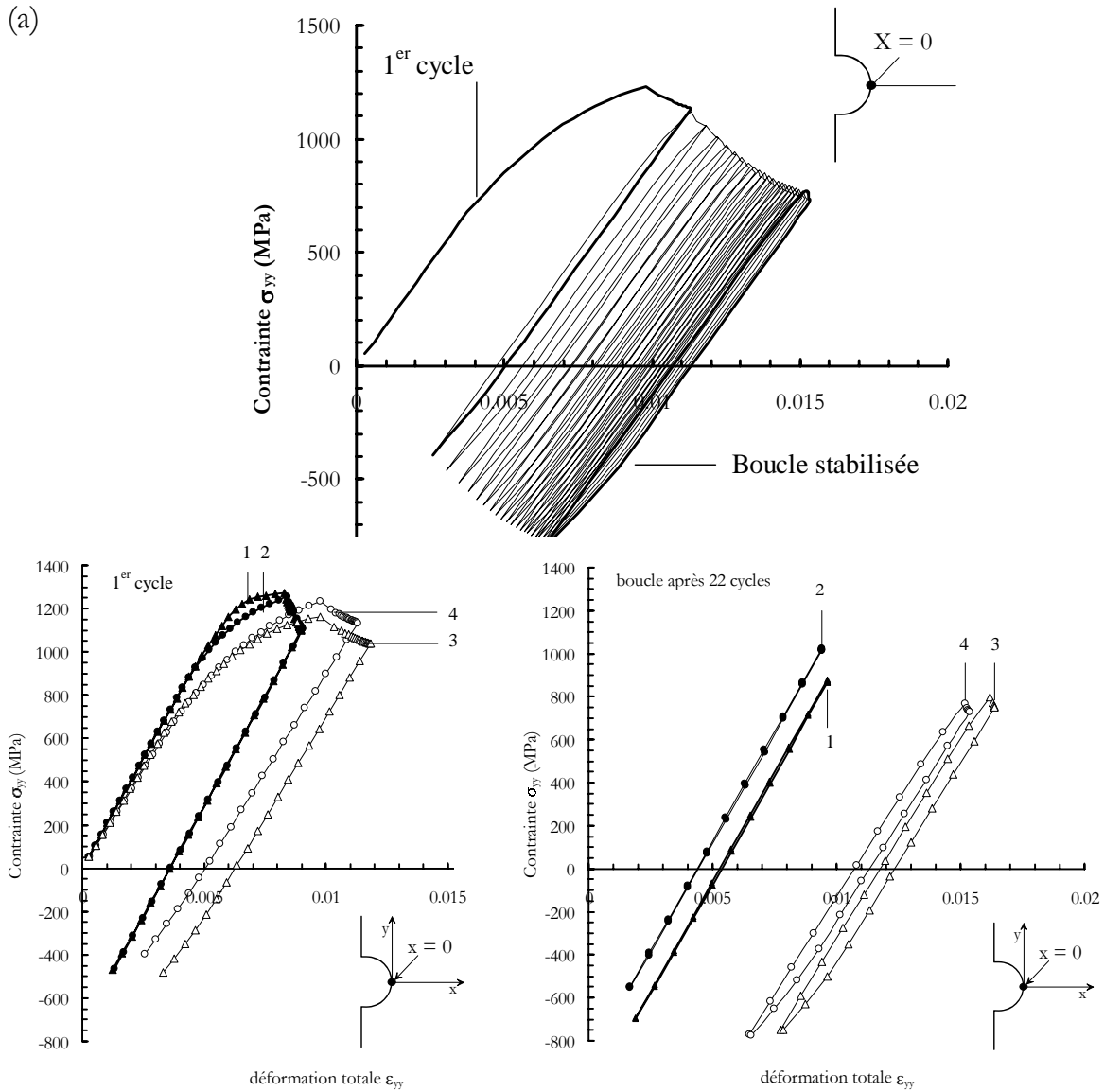
r : rayon d'entaille

$k = \sigma_0 / \sqrt{3}$ (critère de Von Misès)

σ_0 : limite d'élasticité

L'intersection du profil élastique avec la contrainte en fond d'entaille de Prandtl donne la contrainte maximale dans l'éprouvette. Le profil élastique est décalé d'une distance d afin d'assurer la conservation de la résultante des contraintes. Sur la figure VI.6, nous avons pris en compte la limite d'élasticité cyclique $R_{p0.2}^c$, soit 1150 MPa. Le profil élastique est déterminé par éléments finis (figure VI.3). Dans le cas, d'un chargement nominal de 900 MPa, l'intersection des deux profils se situe vers 1400 MPa. Le profil analytique par morceaux est représenté à la figure VI.6. La comparaison avec le profil calculé par éléments finis est faite sur cette même figure en supposant toujours un comportement parfaitement plastique du matériau. Ces résultats présentent une très bonne correspondance.

(a)



comportement uniaxiaux (22 cycles 10-500-10 avec $R = 0$ et $\sigma_{max} = 900 \text{ MPa}$, à 650°C) :

- (a) accommodation du matériau
- (b) boucle au 1^{er} cycle ; (c) au 22^{ème} cycle

VI.3 CHAMPS VISCOPLASTIQUES CALCULES PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS

Pour tenir compte du comportement viscoplastique réel de l'alliage N18 à 650°C, nous avons eu recours à des calculs par éléments finis. La modélisation utilise le maillage de l'éprouvette entaillée symétrique représenté à la figure VI.2. Dans ce chapitre, nous ne présenterons que les résultats calculés à partir de la loi de l'alliage à grains fins à 650°C.

VI.3.1 Test des lois de comportement

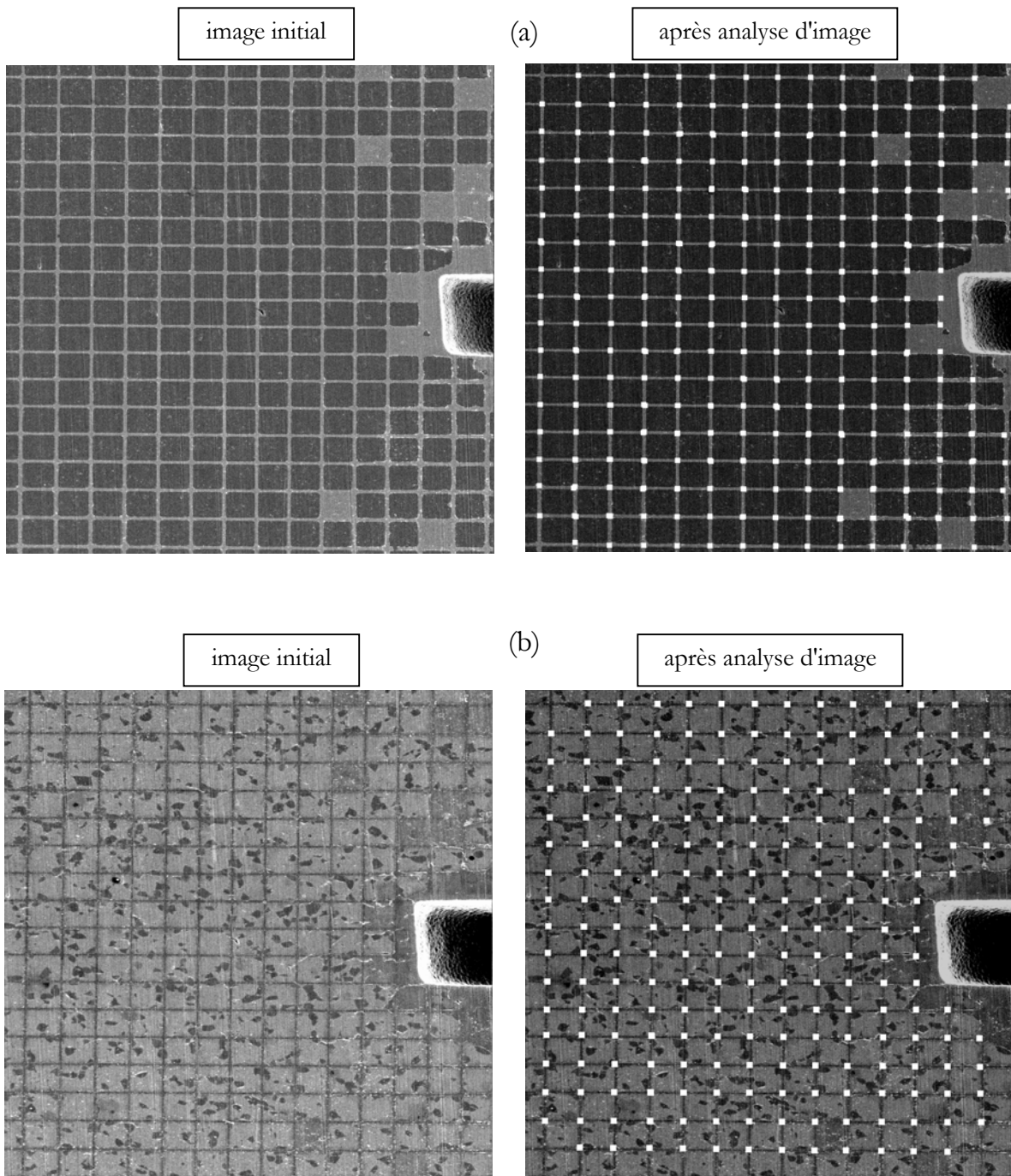
Dans un premier temps, les lois de comportement de l'alliage à grains fins, présentées au chapitre IV, ont été comparées. Ce test a été réalisé en appliquant 22 cycles 10-300-10 avec $R = 0$ et $S_{max} = 900$ MPa. Tous les calculs sont réalisés en Déformation Plane.

Type de loi	Temps CPU effectif pour 1 cycle 10-300-10	Augmentation du temps/ loi 5 paramètres
1-SNECMA (5 paramètres)	713 s	t_0
2-ONERA (16 paramètres)	1779 s	$\Delta t/t_0 = 150 \%$
3-Ecole Centrale (12 paramètres)	1569 s	$\Delta t/t_0 = 120 \%$
4-Présente étude (10 paramètres)	1213 s	$\Delta t/t_0 = 70 \%$

Tableau VI.2 : temps de calculs pour obtenir le premier cycle sur ZéBuLoN 7.2. La mise en données, l'algorithme de résolution, le nombre d'incréments et la station de travail utilisés sont rigoureusement identiques (cycle 10-300-10, $R = 0$, $S_{max} = 900$ MPa)

Le temps de calculs nécessaire pour accomplir le premier cycle est donné, au tableau VI.2, pour chaque loi. Nous avons constaté que les temps de calculs augmentent avec le nombre de paramètres utilisés dans la loi. La loi ONERA comportant 16 paramètres, est la plus consommatrice en temps de calculs puisqu'il faut compter un temps 2.5 fois plus important qu'avec une loi de type SNECMA. La loi établie au cours de notre étude présente le gain de temps attendu par rapport à la loi ONERA.

Les résultats obtenus en fond d'entaille sont comparés à la figure VI.7. Avec chacune des lois, nous avons observé une adaptation du matériau au fond de l'entaille comme le montre, typiquement, la figure VI.7a. En comparant les résultats au premier et au 22^{ème} cycle aux figure VI.7b et VI.7c, respectivement, nous pouvons faire l'analyse suivante. L'amplitude de contraintes semble peu changer entre les lois. En revanche, les résultats peuvent être partagés en deux catégories vis-à-vis de la déformation totale calculée. En effet, on distingue, d'une part, la loi SNECMA et la loi ONERA pour lesquelles la déformation moyenne du cycle stabilisé (figure VI.7c) se situe vers 0.5 %, et d'autre part, la loi Centrale et la présente loi qui se stabilise vers 1.2%. Il est possible d'interpréter ces résultats à partir de l'écrouissage cinématique. Il semble, en effet, que les niveaux de déformation les plus importants soient atteints lorsque la loi présente un fort écrouissage cinématique, l'effet d'accommodation du matériau étant alors plus marqué.



*Figure VI.18 : micro grille d'or déposée au fond d'une des entailles près du défaut artificiel :
(a) état initial ;
(b) état déformée sous vide à 650°C après 100 cycles 10-300-10 ($R = 0$ et $S_{max} = 900$ MPa)*

De plus, les courbes 1 et 2 de la figure VI.7c nous renseignent sur la contrainte moyenne en fond d'entaille. La contrainte moyenne des boucles peut être estimée à 200 MPa environ, près du bord libre. Nous pouvons donc en conclure qu'en s'éloignant du fond de l'entaille, l'écart entre ces lois vis-à-vis de l'effet de contrainte moyenne devient négligeable. Ce résultat semble pouvoir justifier l'utilisation de la loi que nous avons identifiée sur l'alliage à grains fins.

Cependant, nous avons cherché une validation expérimentale de ces calculs, pouvant être menée sur les éprouvettes entaillées symétriques à 650°C. En effet, nous avons cherché à développer une méthode qui puisse éventuellement permettre de valider une identification sur un calcul de structure. Ces travaux sont présentés dans le paragraphe suivant.

VI.3.2 Caractérisation expérimentale des déformations locales en fond d'entaille par technique de dépôt de micro-grilles

Une démarche a été étudiée au cours de la thèse pour déposer des micro-grilles d'or au fond des entailles de l'éprouvette entaillée symétrique. La technique utilisée, la microélectrolithographie, a été développée auparavant pour déterminer la déformée de micro-éprouvettes de traction *in situ* sous MEB (**Attwood et Hazzledine (1976)** et **Allais et al. (1994)**). Nous avons adapté ce principe à des éprouvettes entaillées symétriques de plus grande envergure. Ainsi, des grilles d'or ($4 \times 4 \text{ mm}^2$) ont été déposées près du défaut artificiel situé au centre de l'entaille. La distance entre deux barreaux de grilles est de $17 \text{ }\mu\text{m}$, chaque barreau mesurant environ $1 \text{ }\mu\text{m}$. Les conditions expérimentales utilisées pour déposer ces grilles sous MEB, sont détaillées à l'annexe D. Une grille est représentée, typiquement, à la figure VI.8a, à l'état non déformé.

Trois éprouvettes entaillées munies de micro-grilles ont été testées à 650°C en appliquant 100 cycles 10-300-10 avec un rapport de charge $R = 0$ et $S_{\text{max}} = 900 \text{ MPa}$. Ces essais ont été réalisés sur une machine servo-hydraulique. Des clichés sous MEB (électrons secondaires) ont été pris près du défaut avant et après sollicitation. Pour réduire les effets de grandissement entre les deux états de prise de vue, ces clichés ont été réalisés à partir de la position eucentrique de la platine. Une des éprouvettes a été testée sous air et les deux autres sous vide secondaire. Le montage expérimental des expériences sous vide sera décrit par la suite au chapitre IX et à l'annexe B.

Sous air, il apparaît que les micro-grilles n'ont pas pu résister à l'environnement oxydant, puisqu'elles semblent avoir totalement disparu après essai. En revanche, sous vide secondaire, les grilles ont été préservées, comme le montre la figure VI.8b, à l'état déformé.

Les clichés, réalisés avec une définition de 1024×1024 pixels, ont été traités par analyse d'images pour faire ressortir les nœuds d'intersection des barreaux, à l'état initial et à l'état déformé. Nous avons essayé d'évaluer qualitativement les niveaux de déformations obtenus en fond d'entaille. La démarche adoptée pour ces calculs est donnée à l'annexe D. Ces calculs conduisent à une déformation en fond d'entaille de l'ordre de 0.1 %. L'erreur relative est évaluée à 1 % de déformation. Il s'agit d'une erreur théorique de 3 pixels sur l'échelle de l'image. Cependant, il semblerait nécessaire de tenir compte d'autres facteurs comme le démontage de l'éprouvette, la distorsion d'image ou la distorsion de la grille au cours de sa mise en œuvre. Nous n'avons pas été en mesure de donner une estimation de ces erreurs. L'erreur que nous avons estimée est donc certainement très inférieure à l'erreur réelle. Compte tenu de ces résultats, nous pouvons dire, qualitativement, que les niveaux de déformation étudiés sont probablement de très faible amplitude ($<1\%$). Pour avoir une réponse quantitative plus précise, il aurait fallu avoir recours à une analyse numérique et une acquisition d'image plus poussée (images 4096×4096 pixels, analyse point par point).

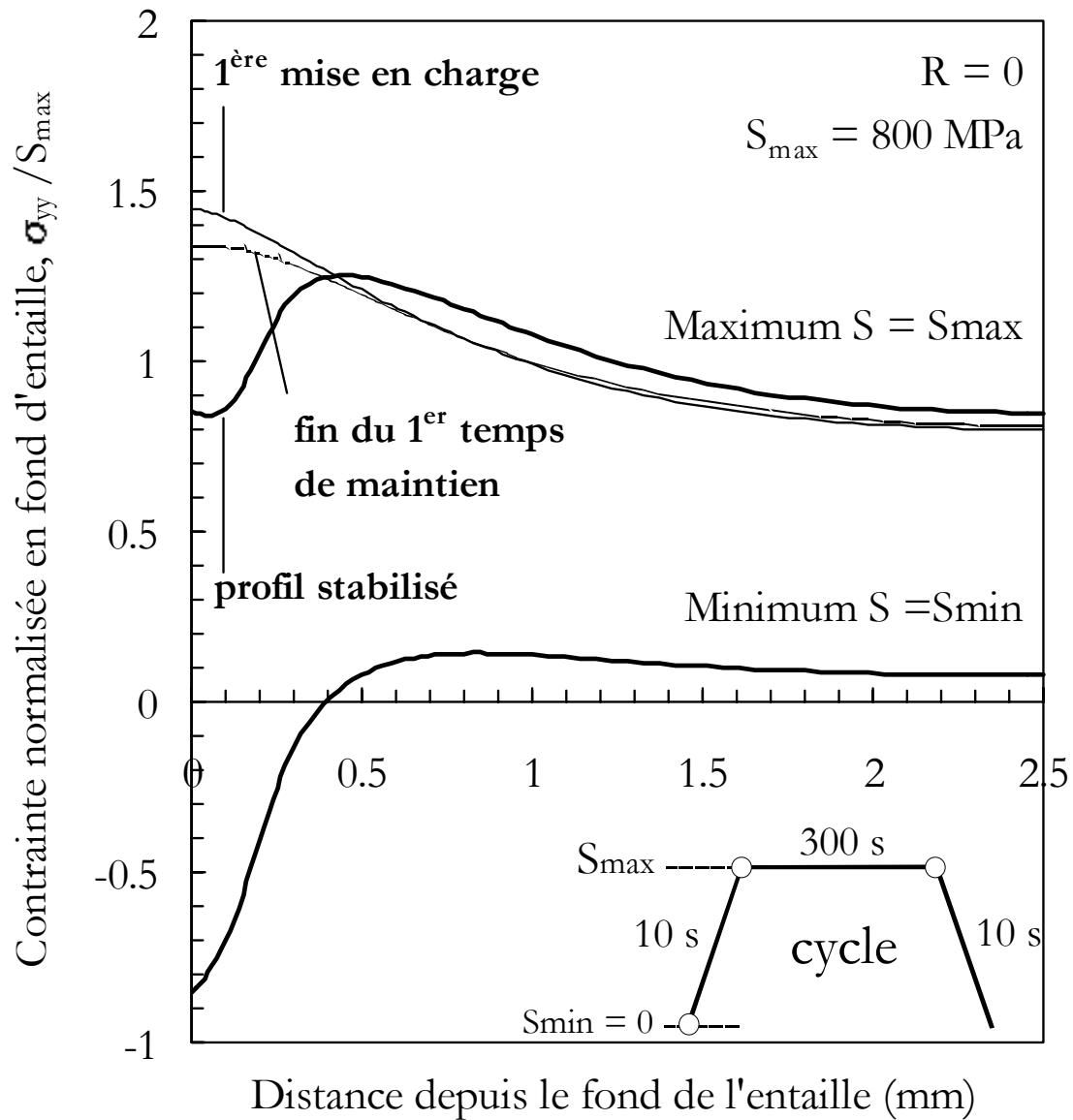


Figure VI.19 : évolution du profil de contraintes dans la section minimale de l'éprouvette. Il y a stabilisation du profil des contraintes au delà de 30 cycles 10-300-10 appliqués

Ce domaine de recherches fait l'objet actuellement de nombreux travaux à l'Ecole Polytechnique (Allais et al. (1994)). Cependant, nous avons montré qu'il est possible de déposer des grilles au fond des entailles et que celles-ci ne sont pas détruites à haute température en travaillant sous vide secondaire. Cette technique pourrait s'avérer plus efficace en explorant des chargements plus importants qui permettent de sortir de la marge d'erreur commise.

VI.3.3 Adaptation du matériau

L'évolution du profil viscoplastique au droit de l'entaille est représentée à différentes étapes du chargement, à la figure VI.9. Les profils présentés sur cette figure sont obtenus avec un rapport de charge nul et une contrainte nominale de 800 MPa. Cinquante cycles 10-300-10 ont été appliqués.

Typiquement, au premier cycle, le profil obtenu à la charge maximale est de type élasto-plastique. Au cours du premier temps de maintien, une relaxation importante des contraintes se produit en fond d'entaille. Cette relaxation se poursuit les cycles suivants jusqu'à obtenir, après quelques dizaines de cycles, le profil stabilisé représenté à la figure VI.9. Ce profil ne subit plus d'évolution par la suite.

Lorsque la charge appliquée est relâchée, des contraintes de compression apparaissent en fond d'entaille. Ces contraintes sont dues à l'écrouissage confiné du matériau et à l'effet combiné de "tenaille" élastique imposé par la région non plastifiée sur la région écrouie, au cours du déchargement. Cette zone de compression s'étend sur près de 400 μm dans le cas présenté. Ces résultats amènent deux conclusions.

D'une part, ces résultats rejoignent les conclusions données par **Pommier (1995)**. En effet, selon cet auteur, la zone d'influence de l'entaille peut se mesurer par cette zone de compression qui est responsable des modifications de fermeture de la fissure. On peut également constater que le profil calculé par Pommier, représenté à la figure VI.10, est légèrement supérieur à celui calculé pour $S_{\text{max}} = 800$ MPa. Cette différence peut s'expliquer par le fait que la loi utilisée par cet auteur est une loi SNECMA présentant moins d'écrouissage cinématique. Cette hypothèse peut également expliquer l'écart et la différence de forme entre les profils lorsque l'on se rapproche du fond de l'entaille. Sur cette figure, les profils de contraintes viscoplastiques sont comparés au profil calculé de façon élastique à la charge maximale. Il apparaît que la zone d'influence de l'entaille, pour laquelle il y a un effet dû à la viscoplasticité, peut être mesurée jusqu'au maximum des contraintes, se situant à 500 μm environ du fond de l'entaille. L'écart le plus important entre contrainte élastique et contrainte viscoplastique, est observé au fond de l'entaille où une différence de près de 800 MPa est atteinte.

D'autre part, la zone d'influence de l'entaille représentant moins de 500 μm , il semble donc important de mesurer avec précision la longueur des fissures de taille inférieure à cette distance. Ceci permet de rappeler, ce qui a été montré au chapitre V, à savoir qu'il est préférable d'utiliser un suivi optique pour réaliser ces mesures.

VI.3.4 Profils de contraintes au droit de l'entaille

Les profils de contraintes stabilisés sont présentés, à la figure VI.11, pour 4 niveaux de chargement, de 600 à 900 MPa et avec $R = 0$.

On peut remarquer que pour un faible niveau de chargement ($S_{\text{max}} = 600$ MPa), le profil est presque élastique. D'une manière générale, il semble que la contrainte en fond d'entaille dépende peu du niveau de chargement lorsque la charge appliquée est maximale. En revanche, la différence se fait essentiellement au niveau de la contrainte maximale et des contraintes de compression.

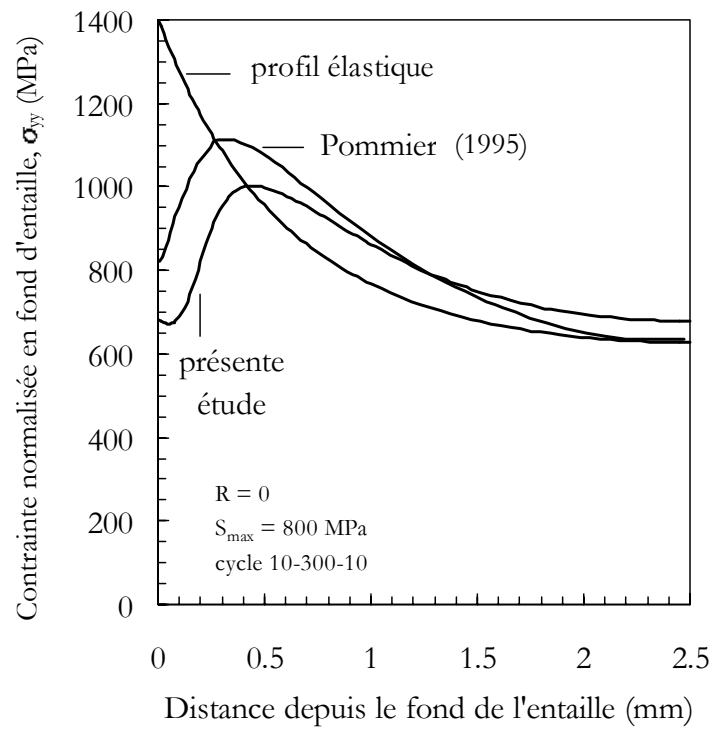


Figure VI.20 : comparaisons des profils viscoplastiques calculés dans la présente étude et par Pommier (1995) au profil obtenu élastiquement

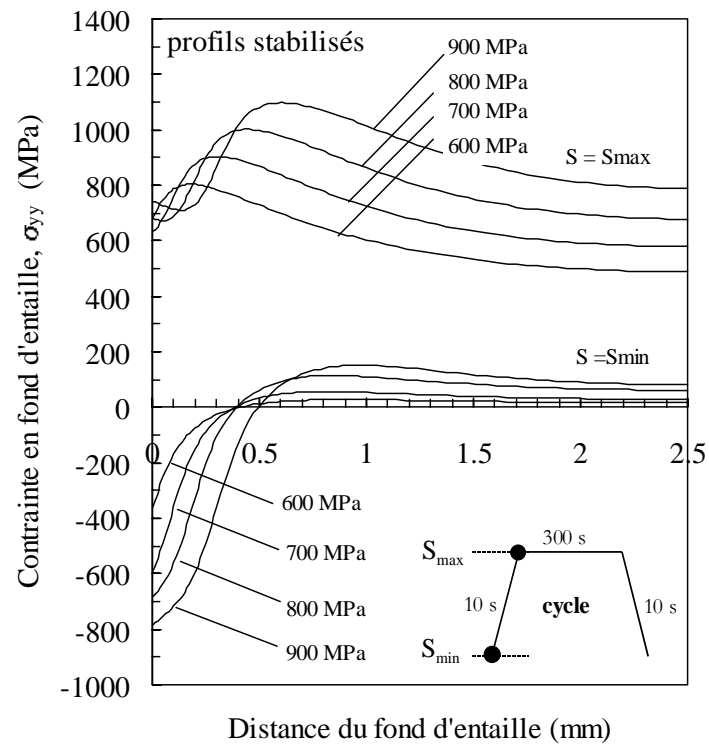


Figure VI.21 : profils de contraintes stabilisés pour différents niveaux de chargement à $R = 0$

Enfin, lorsque le chargement est important ($S_{\max} = 900$ MPa), l'amplitude de contrainte en fond d'entaille peut atteindre localement $\Delta\sigma = \sigma_{\max} - \sigma_{\min} = 1600$ MPa.

VI.4 CONCLUSIONS

Au cours du cyclage, l'alliage N18 s'écrouit fortement en fond d'entaille au premier cycle. Les cycles suivants, le matériau présente un phénomène d'adaptation des déformations. Pour un chargement important, typiquement $\Delta S = 900$ MPa, la part de la déformation liée à la plasticité au cours d'un cycle stabilisé, $\Delta\varepsilon_p$, est maximum au fond de l'entaille et vaut $\Delta\varepsilon_p = 6.2 \cdot 10^{-4}$, comme le montre les résultats numériques présentés à la figure VI.12. Pour un chargement plus faible, $\Delta S = 700$ MPa, cette valeur est réduite à $\Delta\varepsilon_p = 1.8 \cdot 10^{-4}$. La correction apportée sur la valeur de ΔK par la plasticité cyclique $\Delta\varepsilon_p$ peut donc sembler négligeable vis-à-vis de la déformation élastique. Dans ce cas, le comportement stabilisé des contraintes reste essentiellement élastique pour tous les chargements étudiés. Ces calculs suggèrent donc la validité d'une approche en terme de ΔK .

Cependant, pour des chargements plus importants, notamment pour des essais à $R = -1$, la plasticité cyclique peut ne plus être un paramètre négligeable. Pour la poursuite de l'étude sur le chargement, nous avons cherché, d'une part, à conserver une approche en terme de ΔK , pour décrire les faibles niveaux de chargement et, d'autre part, à tenir compte de la plasticité cyclique, si le chargement l'impose. Ces aspects sont présentés au chapitre suivant.

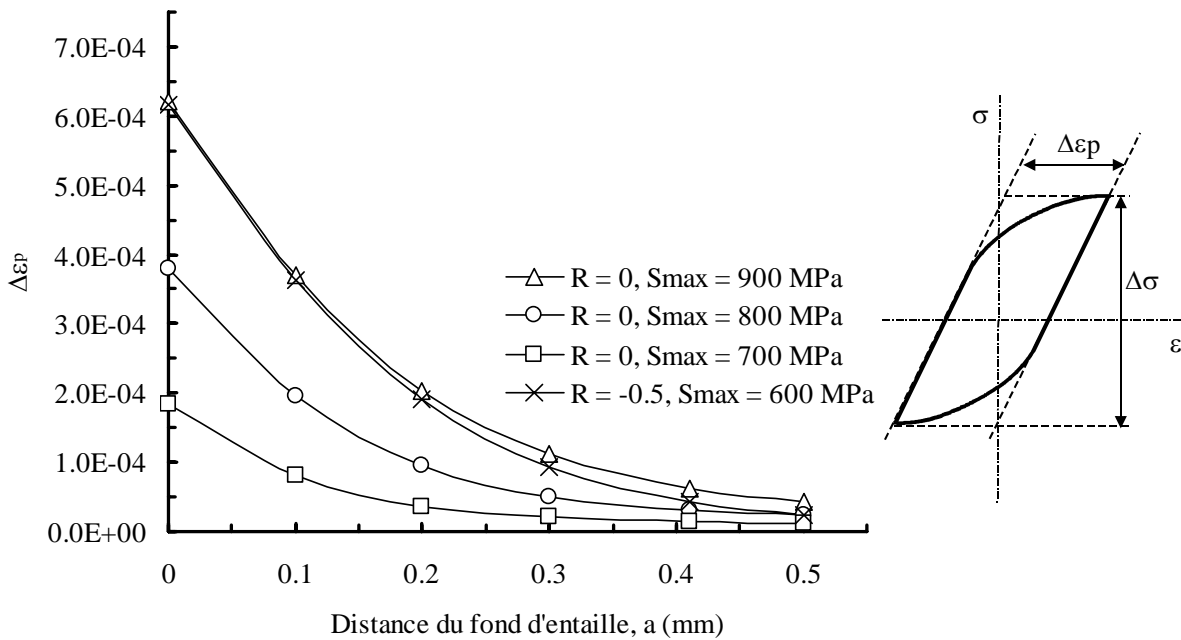


Figure VI.22 : calculs de la déformation plastique cyclique des boucles σ - ε stabilisées dans la section minimale de l'éprouvette

—pour résumer—

L'éprouvette entaillée symétrique qui a été testée, présente un facteur de concentration de contraintes de $K_t = \sigma_{\max}/S_{\text{nom}} = 1.74$. Ce résultat a été obtenu à l'aide d'une modélisation numérique par éléments finis et semble en accord avec les résultats empiriques.

Une estimation satisfaisante de la contrainte et de la déformation en fond d'entaille, au premier cycle, peut être obtenue par un calcul analytique en utilisant la méthode approchée de Neuber. En revanche, le profil complet au droit de l'entaille ne peut être abordé de façon analytique que pour un matériau au comportement parfaitement plastique. Dans ce cas, les calculs de Hill s'avèrent suffisants.

Pour obtenir un profil viscoplastique, nous avons eu recours à une modélisation 2D par éléments finis. Dans un premier temps, nous avons comparé les résultats obtenus avec les différentes lois de comportement présentées au chapitre IV sur l'alliage N18 à grains fins à 650°C. Des résultats significativement différents peuvent être obtenus suivant l'importance de l'écroutissage cinématique dans chacune des lois. Cependant, l'effet de contrainte moyenne représente à peine 200 MPa en fond d'entaille, ce qui est négligeable par rapport aux amplitudes locales de contraintes. L'emploi d'un modèle sans seuil semble donc pouvoir être justifié dans ce cas. Dans la suite du mémoire, nous n'utiliserons que la loi identifiée au paragraphe IV.2.4 pour décrire le comportement de l'alliage à grains fins à 650°C.

Parallèlement, nous avons tenté d'utiliser la technique de dépôt de micro-grilles pour valider les calculs numériques. Nous avons développé cette technique pour déposer des grilles au fond d'une des entailles de l'éprouvette entaillée symétrique. Ces micro-grilles ont ensuite été testées à 650°C sous un vide secondaire en appliquant des cycles 10-300-10 sur l'éprouvette. Ces grilles ont été traitées par analyse d'image. Cependant, nous n'avons pas été en mesure de déterminer avec précision les faibles amplitudes de déformations calculées.

Le comportement de l'alliage en fond d'entaille peut être résumé de la façon suivante. Le matériau s'écrouit fortement au premier cycle et une relaxation des contraintes apparaît en fond d'entaille, les cycles suivants. Cette relaxation conduit à un profil stabilisé des contraintes pour lequel l'amplitude des déformations plastiques est faible. Ce résultat permet de recourir à une approche en ΔK .

La zone d'influence de l'entaille se caractérise par des contraintes de compression en fond d'entaille, comparables à ce qui a été observé dans la littérature. Cette zone de compression s'étend sur près de 500 μm pour les plus forts chargements. On peut supposer déjà que la présence de cette zone de compression sera un des paramètres importants dans la modification du mode de fermeture de la fissure en fond d'entaille.

Bibliographie du chapitre VI

- [1] **ALLAIS L., BORNERT M., BRETHERAU T. and CALDEMAISON D.**
Experimental characterization of the local strain field in a heterogeneous elastoplastic material
Acta Metall. Mater., 49, (1994) pp. 3865-3880
- [2] **ATTWOOD D. G. and HAZZLEDINE P. M.**
A fiducial grid for high-resolution metallography
Metallography, 9, (1976) pp. 483-501
- [3] **BARRATA F. I.**
Comparison of various formulae and experimental stress-concentration factors for symmetrical U-notched plates
J. Strain Anal., 7, (1972) pp. 84
- [4] **CHABOCHE J.L. et LEMAITRE J.**
Mécanique des matériaux solides
Dunod, Bordas, Paris, (1985) 532 p
- [5] **GLINKA G.**
Energy density approach to calculation of inelastic strain-stress near notches and cracks
Engng Fracture Mech., 22, n°3, (1985 a) pp. 485-508
- [6] **GLINKA G.**
Calculation of inelastic notch-tip strain-stress histories under cyclic loading
Engng Fracture Mech., 22, n°5, (1985 b) pp. 839-854
- [7] **HEYWOOD R. B.**
Designing by photoelasticity
Chapman and Hall, London, 7, (1952) p 163
- [8] **HILL R.**
The mathematical theory of plasticity
Oxford Engng Science, series 11, Oxford publication (1950)
- [9] **MITCHELL M. R.**
Fundamentals of modern fatigue analysis for design
ASM Materials Science Seminar on Fatigue and Microstructure, St Louis (MI), (1978) pp. 385-437
- [10] **NEUBER H.**
Theory of stress concentration for shear-strained prismatical bodies with arbitrary nonlinear stress-strain law
Trans. ASME J. Applied Mech., december, (1961) pp. 544-550

- [11] **PETERSON R. E.**
Stress concentration factors
Wiley-interscience, New York, (1974)
- [12] **POMMIER S.**
Amorçage et propagation de fissures courtes en fond d'entaille. Etude du superalliage N18 en fatigue fluage
Thèse de l'Ecole Centrale Paris (1995)
- [13] **POMMIER S., PRIOUL C., LAUTRIDOU J. C. and BOMPARD P.**
Crack closure effect on crack growth rate at 650°C in double notched specimens of a nickel base superalloy
Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., 19, n°9, (1996) pp. 1117-1128
- [14] **POMMIER S., PRIOUL C. and BOMPARD P.**
Influence of a negative R ratio on the creep-fatigue behaviour of the N18 nickel base superalloy
Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., 20, n°1, (1997) pp. 93-107
- [15] **SURESH S.**
Fatigue of materials (first publication)
Cambridge University Press – (1991) - 586 p

CHAPITRE VII : Calculs du Facteur d'Intensité de Contraintes, ΔK , d'une fissure de surface soumise à un gradient de contraintes

VII.1 Revue bibliographique	124
VII.1.1 Définitions de la mécanique linéaire de la rupture	124
VII.1.2 Calculs du FIC en pratique	125
VII.1.3 Eprouvettes de dimensions finies à chargement uniforme	126
VII.1.4 Eprouvettes de dimensions finies à gradient de contraintes	127
VII.2 Calculs du FIC appliqués à l'éprouvette entaillée symétrique	131
VII.2.1 Comparaison entre profil élastique et profil viscoplastique	131
VII.2.2 Effet du rapport de forme	131
VII.3 Prise en compte de la plasticité cyclique en fond d'entaille	133
VII.3.1 Introduction	133
VII.3.2 Evaluation de l'intégrale J en fond d'entaille	133
VII.3.3 Approche de Skelton	137
VII.3.4 Conséquences	139
Bibliographie du chapitre VII	143

Ce chapitre présente les calculs du facteur d'intensité des contraintes d'une fissure de surface soumise à un gradient de contraintes. Cette étude s'étend également aux fissures traversantes et aux éprouvettes sans entaille. Deux parties principales sont présentées. Dans un premier temps, une revue bibliographique est faite sur les méthodes récentes permettant de calculer le facteur "élastique" d'intensité des contraintes sous un chargement uniforme ou sous un chargement non uniforme. Ces méthodes sont comparées, puis appliquées au cas de l'éprouvette entaillée symétrique. Nous avons utilisé, dans ce cas, les profils de contraintes viscoplastiques calculés à l'état stabilisé et présentés au chapitre précédent. Dans un second temps, nous abordons l'effet de la plasticité cyclique en fond d'entaille. Une approche simple proposée par **Skelton (1982)** est présentée pour prendre en compte cet effet.

VII.1 REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

VII.1.1 Définitions de la mécanique linéaire de la rupture

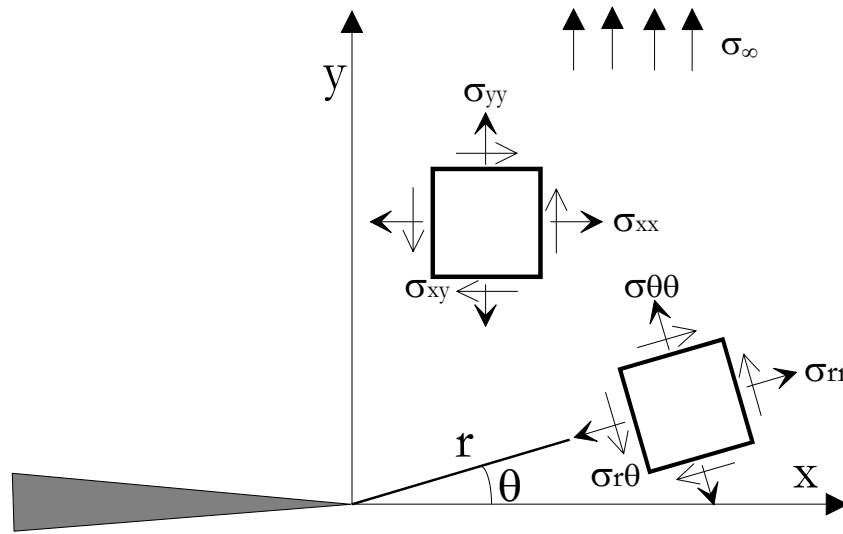


Figure VII.23 : système de coordonnées et champ de contraintes local près de la pointe de fissure

Dans le cas du problème plan en élasticité linéaire, les contraintes sont singulières à la pointe de la fissure (**Tada et al., 1973**). Suivant le problème étudié, les 3 modes de sollicitation élémentaires d'une fissure sont respectivement le mode I, pour un chargement en mode d'ouverture de la fissure, le mode II, pour un cisaillement plan et le mode III, pour un cisaillement anti-plan. Pour préciser un peu plus cette singularité, on peut effectuer un développement asymptotique au voisinage de la pointe de la fissure qui fait apparaître des grandeurs dites facteurs d'intensité des contraintes K , fonctions des conditions limites (champ de contraintes et de déplacements à l'infini) et de la géométrie de la fissure (longueur de fissure, forme de la fissure, géométrie de l'éprouvette...). En petites déformations, la singularité des contraintes en pointe de fissure s'écrit dans le cas du mode I :

$$\sigma_{ij} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}^I(\theta) + o\left(\frac{1}{\sqrt{r}}\right) \quad (\text{VII.1})$$

avec $o\left(\frac{1}{\sqrt{r}}\right)$ négligeable devant $\frac{1}{\sqrt{r}}$ quand r tend vers 0

K_I est le facteur d'intensité des contraintes (FIC) en mode I défini par :

$$K_I = \sigma_\infty \cdot \sqrt{\pi a} \cdot F(a) \quad (\text{VII.2})$$

avec F est le facteur de forme lié à la géométrie de l'éprouvette.

Larson et Carlson (1973) et **Rice (1974)** ont montré que l'influence de la géométrie de l'éprouvette sur les contraintes, au delà d'un régime de petites déformations, peut être prise en compte en introduisant la contrainte T . Une solution asymptotique des contraintes peut, dans ce cas, s'écrire :

$$\sigma_{ij} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}^I(\theta) + T \cdot \delta_{ix} \delta_{jx} + o\left(\frac{1}{\sqrt{r}}\right) \quad (\text{VII.3})$$

où la contrainte T représente le terme « non-singulier » des contraintes en pointe de fissure

VII.1.2 Calculs du FIC en pratique

La détermination du FIC repose sur différentes méthodes. On distingue trois types de méthodes : les méthodes analytiques, les méthodes numériques (par éléments finis) et les méthodes mixtes, comme la méthode des fonctions de poids.

Calculs analytiques

Un grand nombre de problèmes trouvent désormais leur solution sous la forme d'une expression analytique obtenue de façon exacte ou approchée. Ces expressions sont pour beaucoup regroupées dans le Handbook des facteurs d'intensité des contraintes de **Murakami et al. (1987)**.

Calculs numériques

Lorsque le problème n'a pas été étudié, on peut avoir recours à un calcul par éléments finis. Dans ce cas, un calcul de l'intégrale de contour J ou une méthode de l'énergie élastique (méthode de **Parks (1977)** ou méthode d'avancée virtuelle de la fissure) est utilisée pour remonter au calcul du FIC. On peut également réaliser des calculs par extrapolation des déplacements ou des contraintes (approximations asymptotiques) obtenus par éléments finis.

La méthode des fonctions de poids

La méthode des fonctions de poids est une méthode mixte dans la mesure où elle nécessite la connaissance du champ de contraintes, σ , en l'absence de fissure, ce qui est généralement obtenu par calculs numériques, et la fonction de poids, m , qui est exprimée de façon analytique. Cette méthode est bien adaptée au cas des éprouvettes présentant des gradients de contraintes.

Dans cette méthode (**Buekner, 1970**), le facteur d'intensité des contraintes s'écrit sous la forme :

$$K(a) := \int_0^a \sigma(x) \cdot m(a, x) dx \quad (\text{VII.4})$$

où $m(a, x)$ est la fonction de poids en mode I à l'abscisse x pour une fissure de longueur a soumise à un champ de contraintes $\sigma(x)$ à l'infini. Cette fonction de poids est indépendante du chargement et ne dépend que de la géométrie de l'éprouvette. La fonction de poids peut être obtenue à partir de solutions de référence du facteur d'intensité des contraintes en utilisant la relation introduite par **Rice (1972)** :

$$m(a, x) = \frac{\bar{E}}{K_r} \frac{\partial u_r(a, x)}{\partial a} \quad \text{avec} \quad \bar{E} = \begin{cases} E & \text{en Contrainte Plane} \\ E/(1-\nu^2) & \text{en Déformation Plane} \end{cases} \quad (\text{VII.5})$$

où K_r et u_r sont respectivement le FIC et le champ de déplacement associé des lèvres de la fissure, pour une champ de contrainte de référence. Cette fonction permet également de calculer le déplacement des lèvres de la fissure, qui s'écrit alors sous la forme :

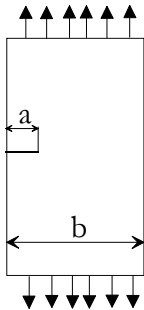
$$V(a, x) := \frac{1}{E} \int_x^a K(a) \cdot m(a, x) da \quad (\text{VII.6})$$

VII.1.3 Eprouvettes de dimensions finies à chargement uniforme

Nous allons, tout d'abord, rappeler les FIC calculés dans le cas d'un chargement uniforme, c'est-à-dire le chargement obtenu dans les éprouvettes plates.

VII.1.3.1 Fissure traversante

Pour une fissure latérale de longueur a dans une plaque finie de largeur b , l'expression approchée est la suivante :



$$K_I \approx \sigma_\infty \sqrt{\pi a} \left(\frac{2b}{\pi a} \cdot \operatorname{tg} \frac{\pi a}{2b} \right)^{1/2} \cdot \frac{0.752 + 2.02 \frac{a}{b} + 0.37 \cdot \left(1 - \sin \frac{\pi a}{2b} \right)^3}{\cos \frac{\pi a}{2b}} \quad (\text{VII.7})$$

VII.1.3.2 Fissure de surface de forme semi-elliptique

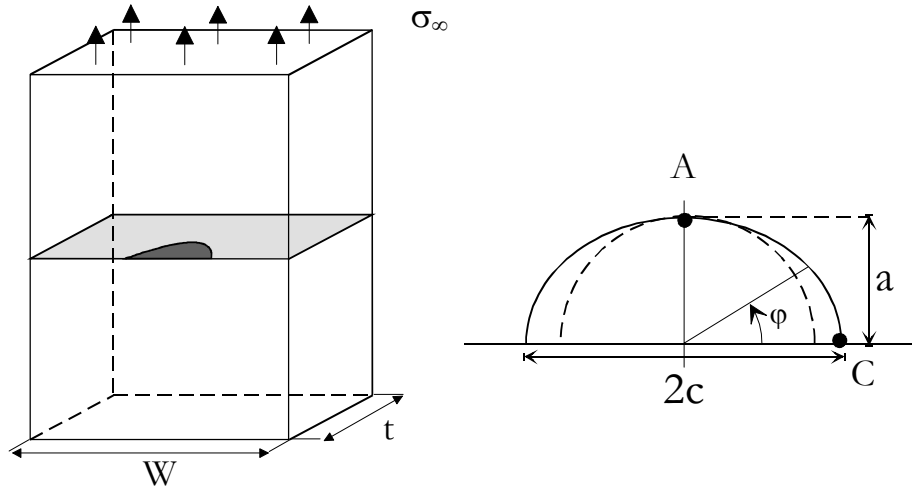


Figure VII.24 : notations utilisées pour une fissure de surface dans une plaque finie

L'expression utilisée dans le cas d'une fissure de surface semi-elliptique soumise à un champ de contraintes uniforme, σ_∞ , est donnée par la formule de **Newman et Raju (1981)**. Cette expression est rappelée à l'annexe E.

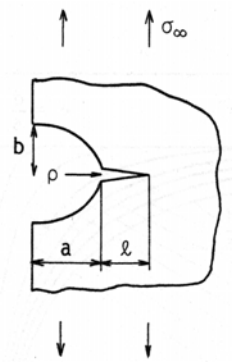
Remarque : si la fissure est de forme semi-circulaire, on peut utiliser une expression plus simple donnée par la formule de Sneddon en introduisant, toutefois, un facteur de correction lié à la surface libre (1.03) proposé par **Smith et al. (1967)** :

$$K_I = 2 \cdot 1.03 \cdot \sigma_\infty \cdot \sqrt{\frac{a}{\pi}} \quad (\text{VII.8})$$

VII.1.4 Eprouvettes de dimensions finies à gradient de contraintes

Nous présentons maintenant les méthodes de calcul du FIC que nous avons utilisées dans le cadre de cette étude. La liste des méthodes possibles n'est pas exhaustive. Pour cela, nous avons comparé les méthodes utilisées à quelques méthodes récentes également disponibles dans la littérature.

VII.1.4.1 Fissure traversante



Il existe assez peu de résultats pour ce cas de figure. Nous avons utilisé la solution proposée par **Chen et al. (1989)** qui s'écrit sous la forme :

$$K_I = F_I \cdot \sigma_\infty \cdot \sqrt{\pi(a+l)} \quad (\text{VII.9})$$

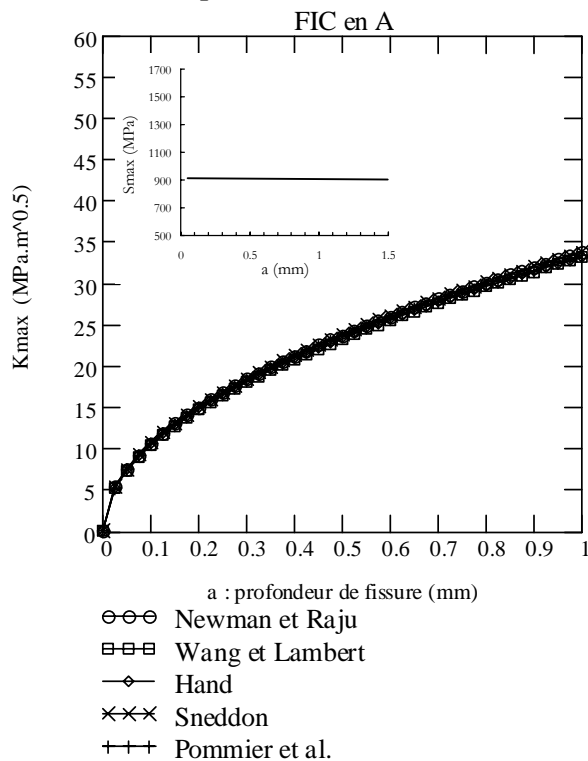
où les coefficients F_I sont donnés à l'annexe E. Ce calcul ne s'applique, cependant, que pour un gradient de contraintes élastiques.

auteurs	année	méthode	Erreur relative selon auteurs	Type de gradient	Forme de fissure	FIC en A	FIC en C
Murakami <i>et al.</i>	1986	Analytique approchée	10 %	élastique	Semi-elliptique	oui	non
Kujawski	1991	Analytique approchée	5 %	élastique	Semi-elliptique	oui	non
Hand	1992	Analytique	Calcul exact	Polynômial d'ordre n quelconque ou exponentiel	Semi-circulaire ($a/c=1$)	oui	oui
Wang et Lambert	1995-97	Fonction de poids	3%	Polynômial d'ordre n quelconque	Semi-elliptique $0 \leq a/c \leq 2$	oui	oui
Pommier <i>et al.</i>	1999	Empirique	1.7%	Polynômial d'ordre $n < 4$	Semi-elliptique $0.5 \leq a/c \leq 2$	oui	oui

Tableau VII.1 : formules récentes permettant de calculer le FIC d'une fissure semi-elliptique ou semi-circulaire soumise à un gradient de contraintes (liste non-exhaustive)

(a)

Chargement uniforme



(b)

gradient de contrainte élastique (polynôme de degré 3)

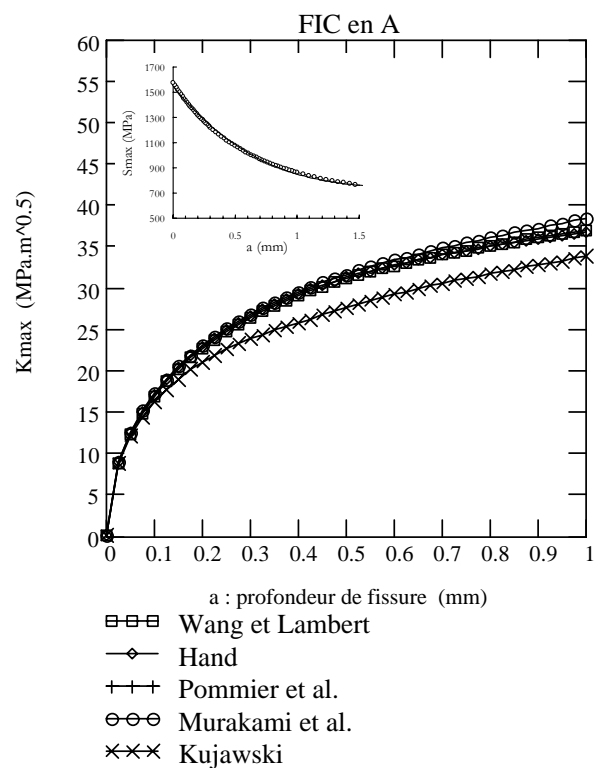
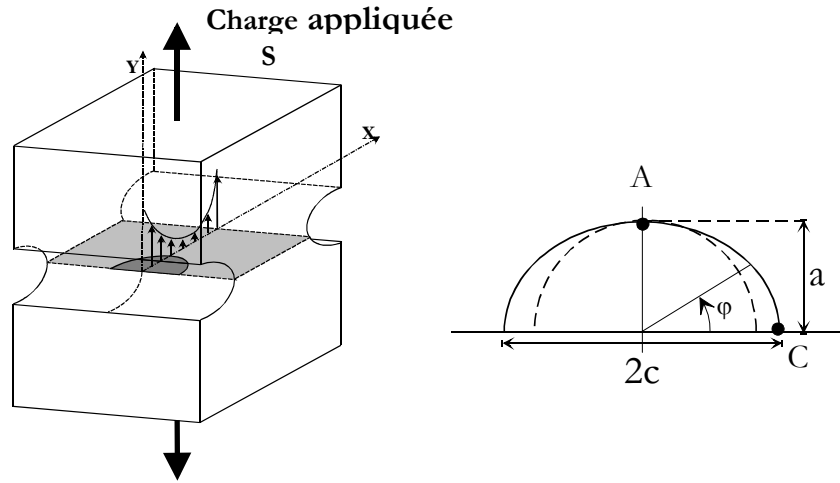


Figure VII.3 : comparaison des calculs du FIC sur une fissure de surface semi-circulaire : (a) chargement uniforme ; (b) gradient de contraintes élastiques (calcul au point A)

VII.1.4.2 Fissure de surface de forme semi-elliptique

**Figure VII.4 : notations utilisées**Fissure semi-circulaire

Une solution exacte obtenue par **Hand (1992)** a été donnée pour une fissure semi-circulaire soumise à un champ de contraintes de forme polynomiale. Ce calcul est valable sur tout le front de la fissure. Cette solution est rappelée à l'annexe E. Son utilisation se présente sous la forme de coefficients qui s'apparentent à des fonctions de poids simplifiées. Dans ce cas, les fonctions de poids sont les coefficients K_i^* tels que, sous un champ de contraintes de la forme :

$$\sigma(x) = \sum_{i=0}^n a_i \cdot x^i \quad (\text{VII.10})$$

le FIC d'une fissure de longueur x , peut s'écrire :

$$K(x) = \alpha \cdot 2 \cdot \sqrt{\frac{x}{\pi}} \cdot \sum_{i=0}^n [a_i \cdot K_i^* \cdot x^i] \quad (\text{VII.11})$$

Les coefficients K_i^* sont donnés en annexe E au point A et au point C du front de fissure. Cette annexe donne également le facteur α lié à l'effet de surface libre. Nous rappelons que cette méthode a été utilisée dans la modélisation de **Pommier (1995)**.

Fissure semi-elliptique

Ce n'est que très récemment que les fonctions de poids pour une fissure semi-elliptique sous un gradient de contraintes ont été introduites. **Wang et Lambert (1995a et 1997a)** ont donné une fonction de poids approchée qui s'applique pour un chargement qui peut être décrit par une expression polynomiale. Cette fonction est définie au cœur de l'éprouvette, au point A, et en surface, au point C. La fonction de poids associée à chaque position (A ou C) est notée respectivement $m_A(x,a)$ ou $m_C(x,a)$. Les expressions de cette fonction de poids sont données à l'annexe E. Les notations sont celles utilisées à la figure VII.4. Le domaine d'application est défini pour $0 \leq a/c \leq 2$ et $0 \leq a/t \leq 0.8$. L'erreur commise est inférieure à 3% en surface et 6% au cœur de l'éprouvette, selon les auteurs.

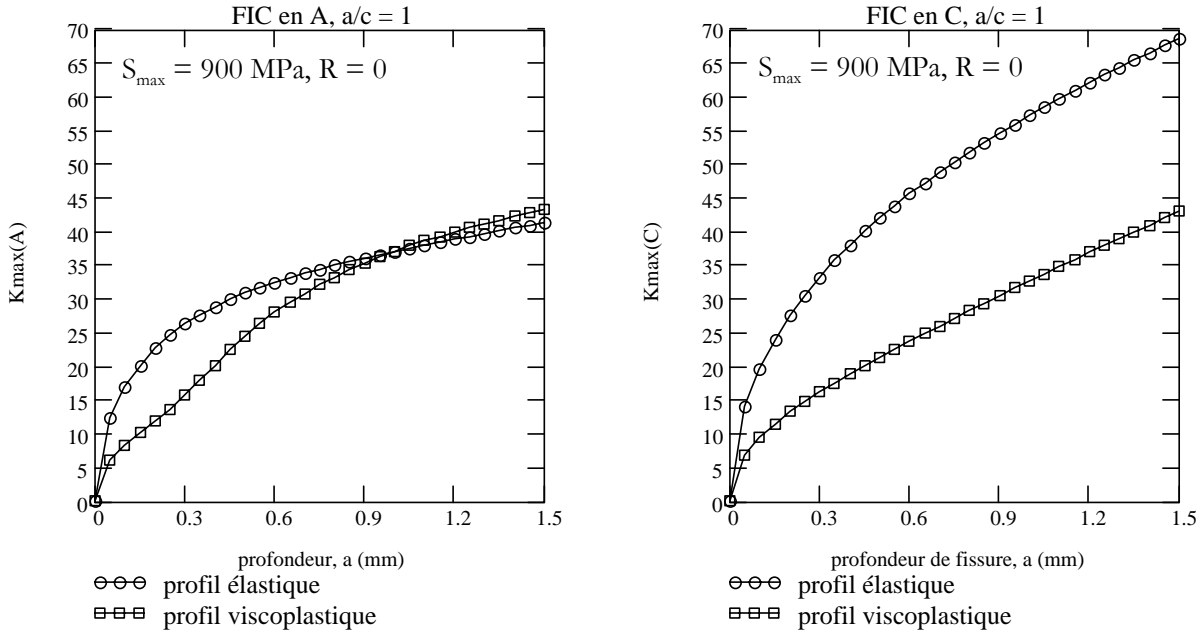


Figure VII.5 : différences entre un profil de chargement élastique et un profil viscoplastique sur le calcul de K_{\max} -cas où $a/c = 1$ (fonctions de poids de Wang et Lambert)

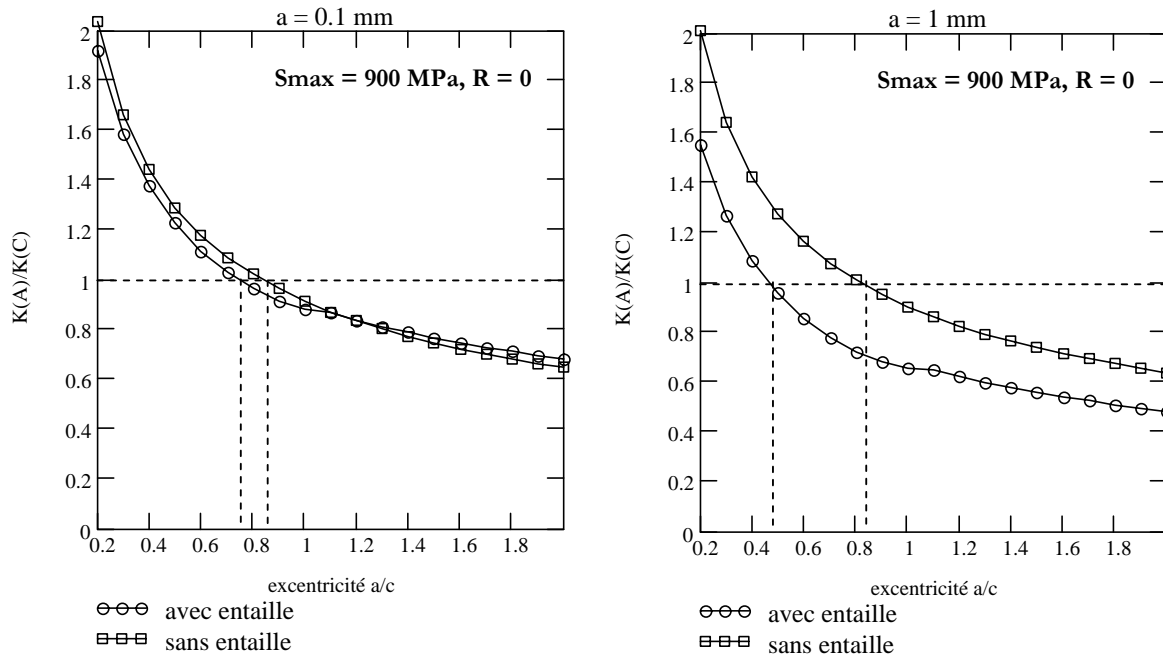


Figure VII.6 : différences du calcul du FIC au coeur et à la surface de l'éprouvette en fonction du rapport de forme de la fissure, a/c (fonctions de poids de Wang et Lambert)

A titre indicatif, des expressions sur tout le front de fissure (**Wang et Lambert, 1995b**) et pour des chargements de type 2D, $\sigma(x,z)$ (**Wang et Lambert, 1997b**) ont également été fournies par ces auteurs.

VII.1.4.3 Comparaisons avec différentes méthodes de calculs

Les méthodes ci-dessus ont été comparées sur le cas simple d'une fissure semi-circulaire ($a/c = 1$) soumise à un gradient élastique de contraintes. Le gradient est modélisé ici par un polynôme de degré 3. Ce problème peut être traité par différentes méthodes disponibles dans la littérature. Les méthodes les plus récentes sont présentées au tableau VII.1 (**Murakami et al. (1986)**, **Kujawski (1991)** et **Pommier et al. (1999)**). Les comparaisons sont faites à la figure VII.3. Nous avons également envisagé le cas d'un chargement uniforme (figure VII.3a). Nous avons pu constater pour ces deux types de chargement, un bon accord entre ces méthodes. Il est possible de remarquer un léger décalage à la figure VII.3b avec la méthode de Kujawski (1991). Cette approche sous-estime, en effet, le calcul du FIC lorsque la fissure devient longue.

VII.2 CALCULS DU FIC APPLIQUES A L'EPROUVETTE ENTAILLEE SYMETRIQUE

Une régression polynomiale de degré 15 a servi à calculer pour chaque essai, les FIC, K_{\max} et K_{\min} sur les profils stabilisés obtenus aux charges appliquées S_{\max} et S_{\min} , respectivement. Nous avons donc utilisé les fonctions de poids de Wang et Lambert pour décrire la forme semi-elliptique des fissures. Dans certains cas, par commodité d'emploi, nous avons utilisé la méthode de Hand lorsque nous avons considéré une forme de fissure semi-circulaire.

VII.2.1 Comparaison entre profil élastique et profil viscoplastique

Nous avons comparé K_{\max} en fonction de la profondeur de la fissure, en prenant le profil élastique calculé pour $S_{\max} = 900$ MPa et le profil viscoplastique stabilisé calculé avec la même charge appliquée. Ces résultats sont présentés à la figure VII.5 au cœur et à la surface de l'éprouvette. Les différences les plus importantes apparaissent en fond d'entaille. En effet, le FIC calculé avec le profil viscoplastique est plus faible que celui calculé avec un profil élastique. Au cœur de l'éprouvette, cet écart est négligeable lorsque la fissure est longue. En revanche, l'écart reste important en surface.

VII.2.2 Effet du rapport de forme

L'influence du rapport de forme a/c sur le calcul de l'amplitude $\Delta K = K_{\max} - K_{\min}$ a été également mesurée. Nous avons représenté, pour cela, le rapport de l'amplitude calculée au point A, ΔK_A , sur celle calculée au point C, ΔK_C , en fonction de a/c . Ce rapport est noté $K(A)/K(C)$ sur la figure VII.6. Dans un premier temps, nous avons supposé que le front de la fissure adopte une forme qui équilibre le chargement au cœur et celui à la surface de l'éprouvette ($K(A) = K(C)$). Lorsque la fissure est petite ($a = 0.1$ mm), cette hypothèse conduit à un rapport de forme de l'ordre de 0.8, quel que soit le type de chargement. En revanche, lorsque la fissure est longue ($a = 1$ mm), la forme adoptée par la fissure ne sera pas la même en fonction du type de chargement. En effet, dans une éprouvette sans entaille, le rapport de forme reste égal à 0.8, alors que dans l'éprouvette entaillée symétrique, ce rapport diminue et tend vers 0.5. Ce résultat peut paraître contradictoire par rapport aux observations expérimentales réalisées sur nos éprouvettes ($a/c \approx 1$). Nous proposerons une analyse plus détaillée du rapport de forme au chapitre suivant, en tenant compte des effets de fermeture.

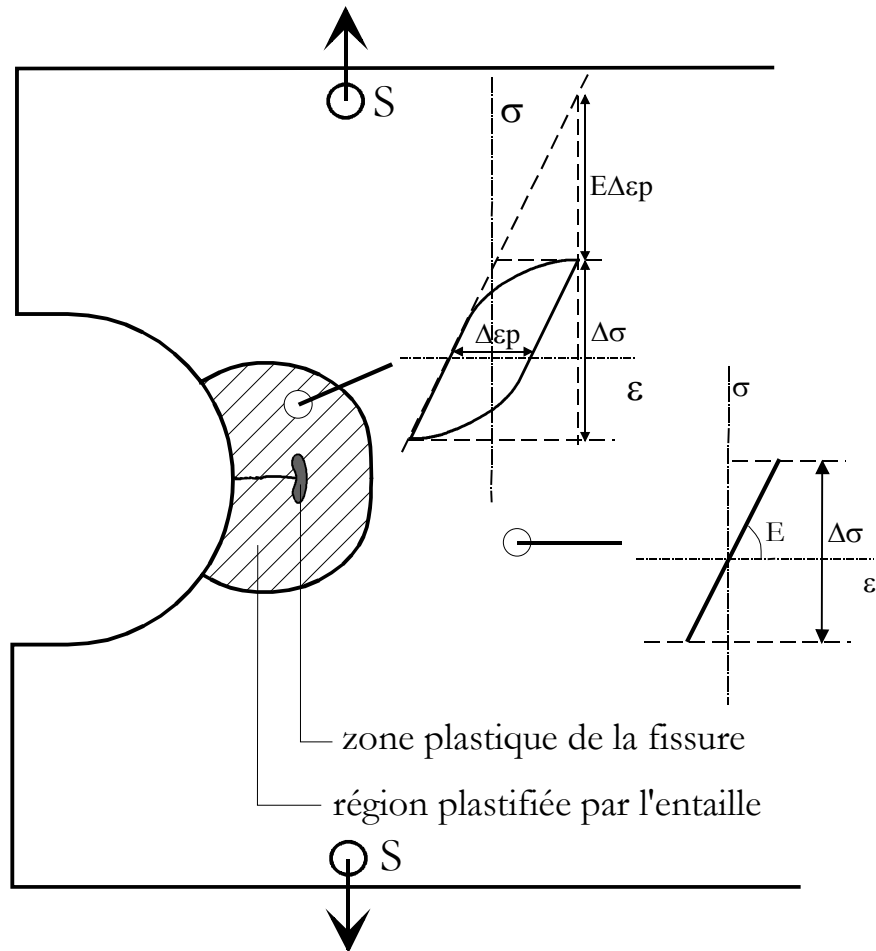


Figure VII.7 : principe de la plasticité cyclique en fond d'entaille

VII.3 PRISE EN COMPTE DE LA PLASTICITE CYCLIQUE EN FOND D'ENTAILLE

VII.3.1 Introduction

Du point de vue de la mécanique, le facteur d'intensité de contraintes représente un facteur lié à un comportement élastique du matériau. Son utilisation pour des comportements élasto-plastiques est toujours valable, dans la mesure où la taille de la zone plastique en pointe de fissure reste confinée. Le confinement plastique est contrôlé par l'énorme pression qu'exerce la région non écrouie sur la zone plastique, au cours du déchargement. En présence d'une entaille, comme le représente le schéma de principe à la figure VII.7, la fissure baigne entièrement, au début de sa propagation, dans la zone d'influence de l'entaille, région macroscopique qui ne se comporte plus de façon élastique. Dans cette zone, la plasticité cyclique peut se mesurer par le paramètre d'écrouissage $\Delta\epsilon_p$. Nous avons supposé, en conclusion du chapitre VI, que cette composante pouvait être négligée devant la déformation élastique. Cette hypothèse forte peut-elle être définitivement maintenue ? Ou bien jusqu'à quel niveau de déformation cyclique, l'hypothèse de confinement peut-elle être encore justifiée ?

Les calculs de FIC que nous venons de présenter ne permettent pas de répondre à cette question directement. De plus, nous avons souhaité modéliser l'effet de la plasticité tout en conservant le fait que, loin de l'entaille, le comportement devient de nouveau élastique. Nous proposons, dans ce paragraphe, d'évaluer l'effet de la plasticité en fond d'entaille sur le calcul du FIC "élastique". Pour cela, nous allons présenter, dans un premier temps, les résultats que nous avons obtenus en utilisant l'intégrale de contour J appliquée sur les éprouvettes entaillées symétriques. Dans un second temps, nous présenterons une méthode simple pouvant rendre compte de l'effet de plasticité cyclique.

VII.3.2 Evaluation de l'intégrale J en fond d'entaille

L'intégrale de contour J est définie en élasticité par **Rice (1968)** de la manière suivante :

$$J = \int_{\Gamma} W_e \cdot dy - T_i \frac{\partial u_i}{\partial x} ds \quad (\text{VII.12})$$

avec les notations utilisées à la figure VII.8.

W_e = énergie élastique
 T_i = charge appliqué sur ds
 u_i = déplacement associé à T_i

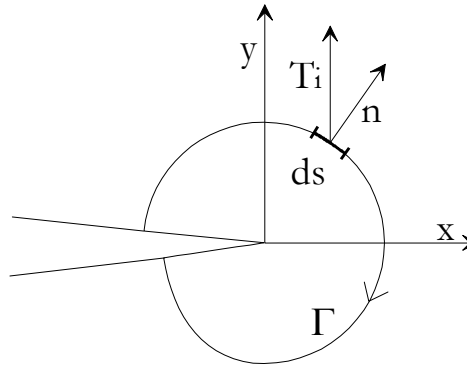


Figure VII.8 : notations dans l'intégrale de contour J par Rice (1968)

En élasticité linéaire, le calcul de l'intégrale J permet la détermination du facteur d'intensité des contraintes qui s'écrit alors sous la forme :

$$K = \sqrt{\bar{E}J} \quad \text{avec le module effectif, } \bar{E} = \begin{cases} E & \text{en contrainte plane} \\ E/(1-\nu^2) & \text{en déformation plane} \end{cases} \quad (\text{VII.13})$$

Nous proposons dans ce paragraphe d'utiliser cette méthode de calcul avec un comportement viscoplastique, dans la mesure où la plasticité au fond de l'entaille reste confinée grâce à la faible valeur du rapport de concentration de contrainte K_t (< 2). Pour cela, un post-traitement de calcul permet dans Zébulon 7 de calculer cette intégrale pour une longueur de fissure donnée.

A titre de comparaison, nous avons utilisé cette instruction pour calculer les valeurs de FIC obtenues à partir de la détermination de l'intégrale J avec un maillage sans entaille et un maillage entaillé. Ces maillages 2D sont présentés de façon plus détaillée au chapitre VIII. Cependant, la zone comportant la fissure a été représentée à la figure VII.9. Ces calculs ont été réalisés en chargement cyclique. Bien que certaines publications tentent d'étendre la notion d'intégrale J à celle d'intégrale ΔJ cyclique comme **Tanaka (1983)**, ce type de calcul doit être réalisé avec précaution, car l'intégrale ΔJ cyclique reste éloignée des conditions nécessaires pour lesquelles l'intégrale J a été établie initialement en mécanique de la rupture. Pour cette raison, nous ne tiendrons compte du FIC qu'à la charge maximale $K_{\max} = \sqrt{\bar{E}J_{\max}}$.

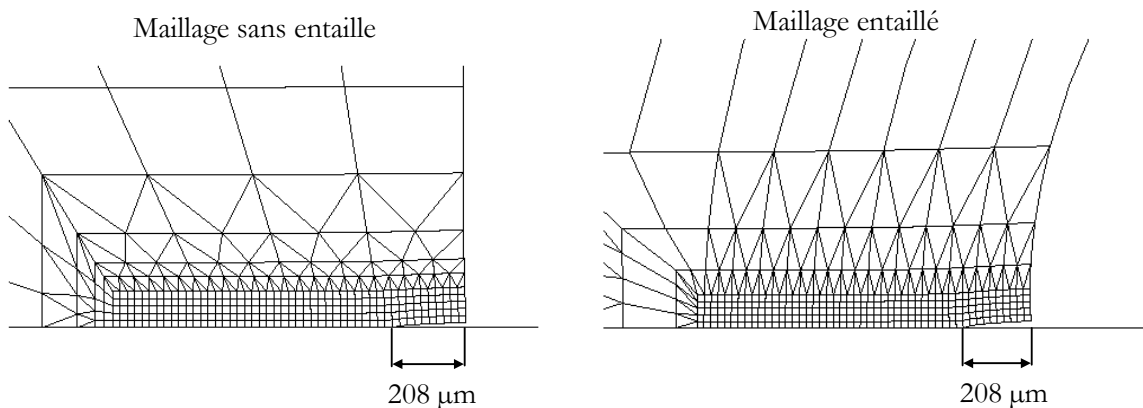


Figure VII.9 : maillages utilisés pour calculer l'intégrale J par éléments finis

VII.3.2.1 Modalités de calculs

L'intégrale J a été calculée numériquement dans le code Zébulon 7.2 avec la méthode de **Lorenzi (1985)** qui n'impose pas de direction privilégiée dans l'avancée virtuelle de la fissure, contrairement à la méthode de Parks (1977). Les calculs ont été réalisés pour une même longueur de fissure, $a = 208 \mu\text{m}$, correspondant à 10 éléments libres dans chacun des maillages utilisés (figure VII.9). Deux types de comportement ont été également étudiés : une loi purement élastique ($E = 170\,000 \text{ MPa}$, $\nu = 0.3$) et la loi viscoplastique identifiée sur l'alliage N18 à 650°C (paragraphe IV.2.4). Tous les calculs sont réalisés en déformation plane en appliquant 20 cycles 10-10 à $R = 0$.

Convergence des calculs

Le calcul de l'intégrale J a été réalisé sur 6 contours, chaque contour étant composé d'une couche d'éléments autour du nœud représentant la pointe de la fissure. La convergence du calcul de J en fonction du nombre de contours a été vérifiée à chaque calcul (hypothèse de l'indépendance de l'intégrale J avec le contour). Pour les deux types de maillages étudiés, avec ou sans entaille, la valeur de

l'intégrale J est constante au delà du troisième contour pour un calcul élastique. Dans le cas d'un calcul viscoplastique, la convergence a été plus difficile à obtenir, notamment avec le maillage entaillé.

VII.3.2.2 Comparaison avec les facteurs d'intensité de contraintes obtenus dans la littérature

Les figures VII.10 et VII.11 présentent l'allure des résultats obtenus par simulation numériques. Les résultats obtenus sont représentés dans le tableau VII.2. Dans ce tableau, les calculs théoriques correspondent aux calculs de FIC d'une fissure 2D traversante, dont les expressions analytiques ont été présentées précédemment. La méthode de calcul utilisée a été validée à partir des calculs élastiques. En effet, les résultats du tableau VII.2 montrent dans ce domaine, un très bon accord avec les résultats théoriques. De plus, pour un comportement viscoplastique, l'hypothèse de confinement plastique semble très bien vérifiée sur une éprouvette sans entaille. En revanche, les résultats obtenus sur éprouvette entaillée présentent un écart important ($\approx 25\%$) avec la théorie. Il est difficile à partir de ce résultat de dire s'il s'agit seulement d'un effet de plasticité. En effet, la convergence de l'intégrale J avec le nombre de contours utilisés a été moins précise dans ce cas, à cause de la taille importante de la zone plastique de l'entaille. De plus, comme le montre la figure VII.11, il semble que la valeur de l'intégrale J ne se stabilise pas réellement avec le nombre de cycles. La validité numérique de ce calcul peut être remise en cause.

$S_{\max} = 900 \text{ MPa}$, cycles 10-10	Calcul théorique	Calcul par intégrale J	erreur relative
calcul élastique	$K_{th} \text{ (MPa.m}^{1/2}\text{)}$	$K_J \text{ (MPa.m}^{1/2}\text{)}$	$(K_J - K_{th})/K_{th}$
sans entaille	26	25.7	1.2%
avec entaille	37.4	37.9	1.3%
calcul viscoplastique	$K_{th} \text{ (MPa.m}^{1/2}\text{)}$	$K_J \text{ (MPa.m}^{1/2}\text{)}$	$(K_J - K_{th})/K_{th}$
sans entaille	26	25.8	0.8%
avec entaille	26.5	32.9	24.2%

Tableau VII.2 : comparaisons des Facteurs d'Intensité de Contraintes calculés par méthodes conventionnelles et par intégrale J - Divers cas ont été envisagés : profil de contraintes uniforme ou gradient de contraintes, élastique ou viscoplastique

VII.3.2.3 Conclusions sur les calculs d'intégrale J

La méthode de calculs du FIC à partir de l'intégrale J a été validée à partir des calculs élastiques. En comportement viscoplastique, nous avons pu confirmer l'hypothèse de confinement plastique sur l'éprouvette sans entaille. En revanche, il semble que la méthode soit inappropriée pour les calculs sur éprouvette entaillée en viscoplasticité cyclique. De plus, cette méthode ne permet pas d'aborder les aspects 3D liés au problème que nous étudions.

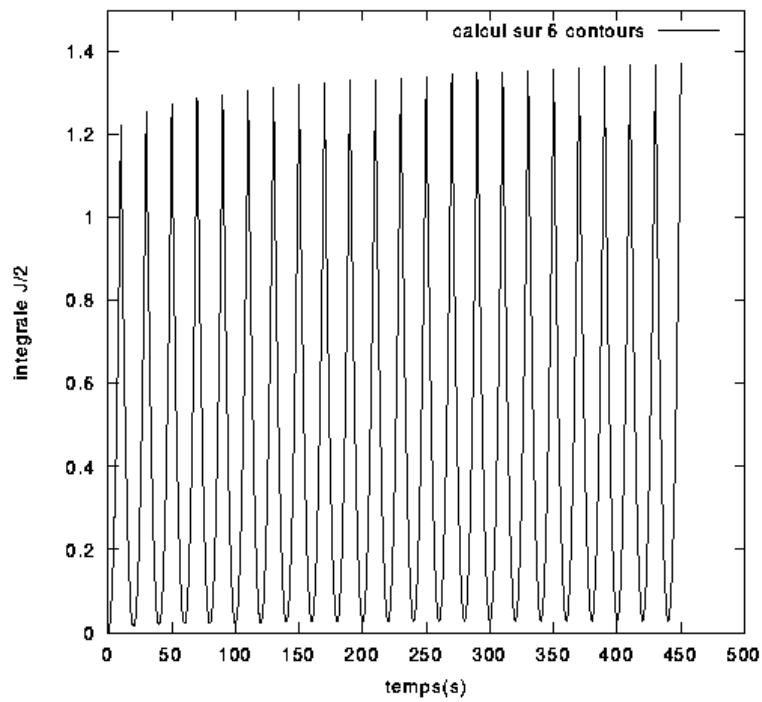


Figure VII.10 : calculs de l'intégrale J en fonction du nombre de cycles dans une éprouvette sans entaille (calcul viscoplastique)

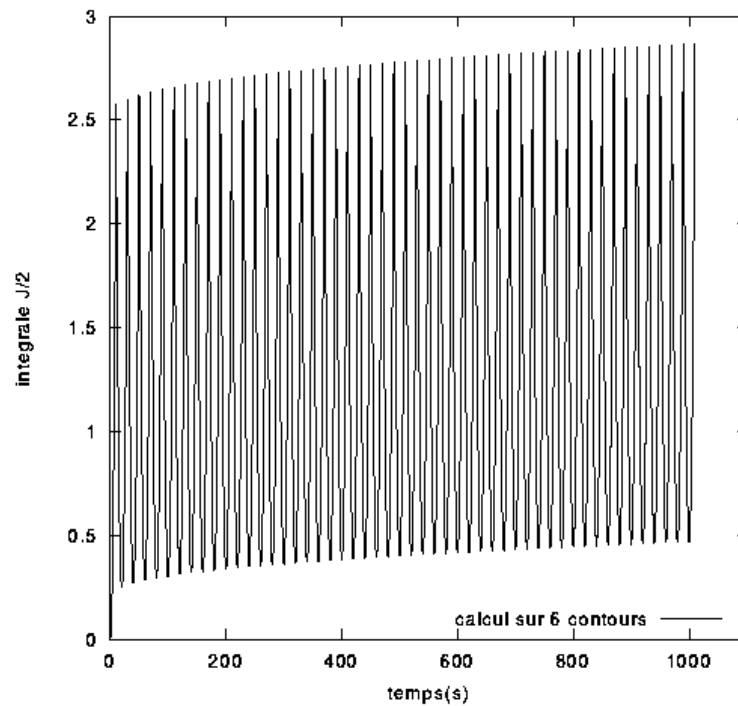


Figure VII.11 : calculs de l'intégrale J en fonction du nombre de cycles dans une éprouvette entaillée symétrique (calcul viscoplastique)

VII.3.3 Approche de Skelton

L'effet de la plasticité cyclique, $\Delta\epsilon_p$, a été étudié par **Haigh et Skelton (1978)** dans le cas de la propagation de petites fissures par fatigue thermique. Nous rappelons également que cette méthode a été appliquée avec succès par **Burlet et al. (1989)**. Nous proposons de l'appliquer au problème de la plasticité cyclique rencontrée en fond d'entaille.

Cette approche repose sur l'expression des vitesses de propagation de fissure en terme de facteur d'intensité des déformations ($\Delta K_\epsilon = \Delta K/E$) proposée par **Boettner et al. (1965)**. **Solomon (1972)** a alors introduit la déformation plastique cyclique, $\Delta\epsilon_p$, dans le facteur d'intensité des déformations en écrivant :

$$\Delta K_\epsilon = \Delta\epsilon_e \cdot \sqrt{\pi a} \cdot F = (\Delta\epsilon_e + \Delta\epsilon_p) \cdot \sqrt{\pi a} \cdot F \quad (\text{VII.14})$$

avec F le facteur géométrique lié à l'éprouvette

Dans cette expression, la déformation $\Delta\epsilon_p$ est celle prise dans le sens de la sollicitation principale ($\Delta\epsilon_{yp}$). Haigh et Skelton ont montré que les données expérimentales obtenues par Solomon pouvaient alors être mieux corrélées en introduisant le coefficient $U = \Delta K_{\text{eff}}/\Delta K$ lié à l'ouverture effective de la fissure, l'expression (VII.14) devenant alors :

$$\Delta K_\epsilon = (U \Delta\epsilon_e + \Delta\epsilon_p) \cdot \sqrt{\pi a} \cdot F \quad (\text{VII.15})$$

Le terme $(U \Delta\epsilon_e + \Delta\epsilon_p)$ décrit l'amplitude de déformation pour laquelle le chargement contribue effectivement à l'avancée de la fissure, en transformant $\Delta\epsilon_p$ en une pseudo contrainte élastique comme le montre la figure VII.12.

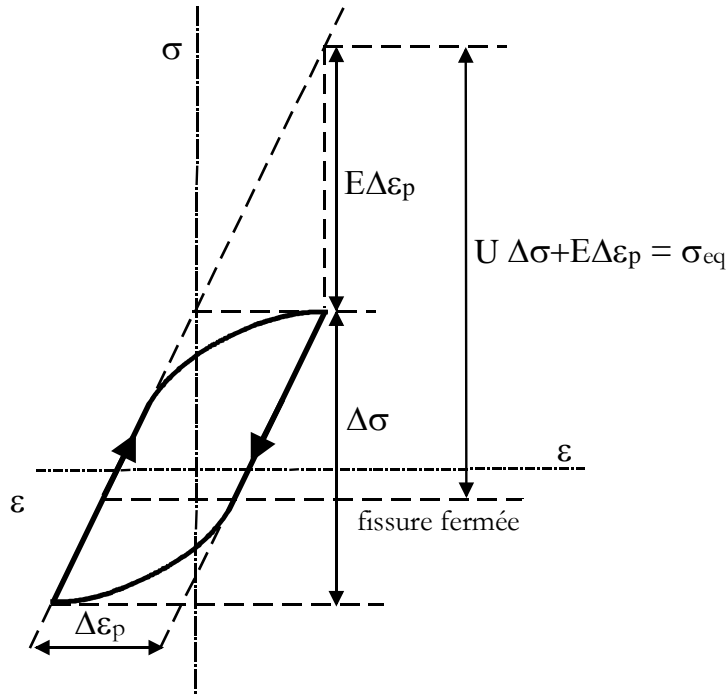


Figure VII.12 : définition selon Haigh et Skelton (1978) de la contrainte et de la déformation équivalente

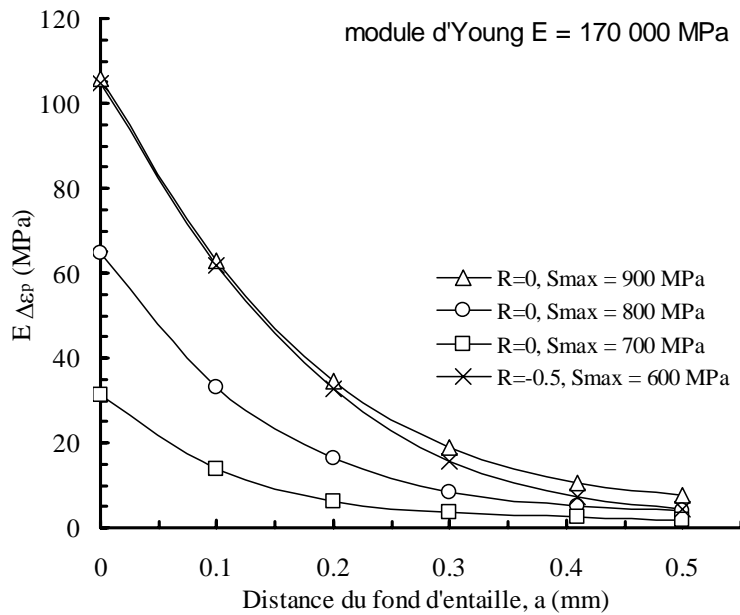


Figure VII.13 : évolution de la pseudo contrainte élastique au sens de Skelton en fond d'entaille calculée par éléments finis

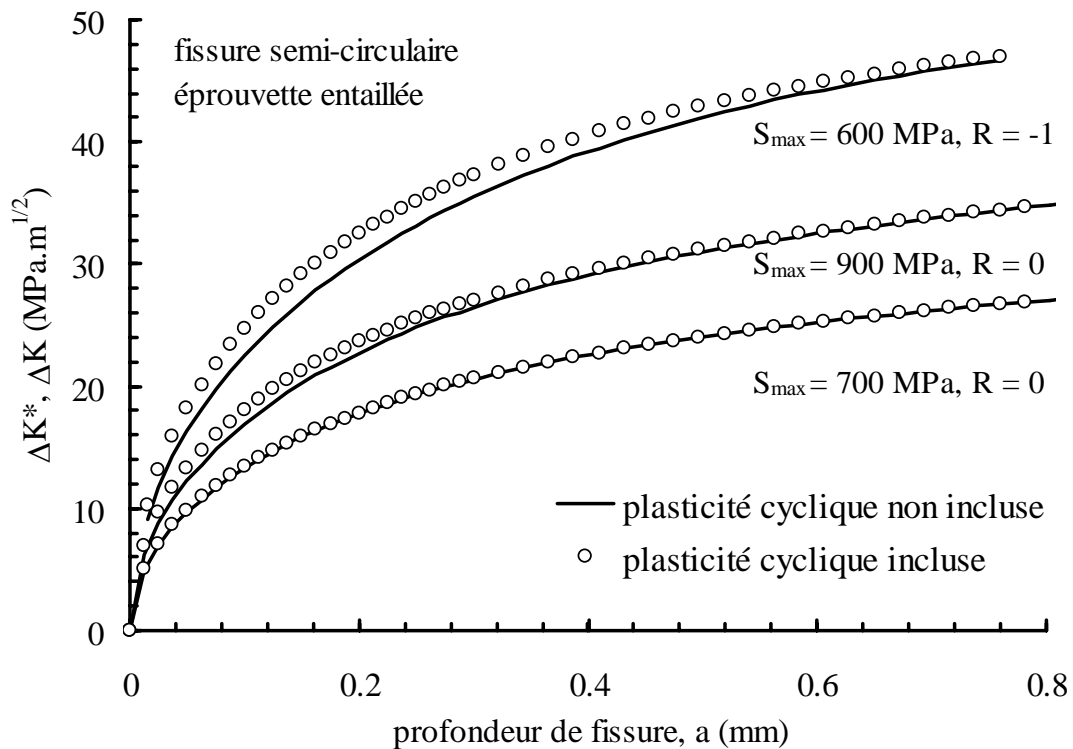


Figure VII.14 : influence de la plasticité cyclique sur le calcul de ΔK dans une éprouvette entaillée symétrique en utilisant l'approche de Skelton

Le facteur d'intensité des contraintes ainsi corrigé, ΔK^* , peut donc s'écrire en terme de contrainte équivalente sous la forme :

$$\Delta K^* = E \Delta K_e = (U \cdot \Delta \sigma + E \cdot \Delta \varepsilon_p) \cdot \sqrt{\pi a} \times F \quad (\text{VII.16})$$

Le FIC corrigé de la plasticité cyclique peut être relié au FIC conventionnel obtenu élastiquement, $\Delta K = \Delta \sigma \cdot \sqrt{\pi a} \cdot F$, en écrivant :

$$\Delta K^* = (U \cdot \Delta \sigma + E \cdot \Delta \varepsilon_p) \cdot \sqrt{\pi a} \times F = U \cdot \Delta K \cdot \left(1 + \frac{E \cdot \Delta \varepsilon_p}{U \cdot \Delta \sigma} \right) \quad (\text{VII.17})$$

Le calcul du coefficient de fermeture, $U = \Delta K_{\text{eff}} / \Delta K$, sera présenté de façon détaillée au chapitre suivant. Cependant, dans le présent chapitre, nous avons utilisé cette approche en prenant $U = 1$, ce qui revient à prendre l'expression de Solomon. Bien que le calcul exact du coefficient U soit nécessaire, nous pouvons dégager une tendance qui reste valable avec $U = 1$.

Nous avons calculé par éléments finis sur un maillage entaillé non fissuré, la pseudo contrainte élastique de Skelton, $E \cdot \Delta \varepsilon_p$, obtenue en fond d'entaille pour divers chargements appliqués. Les calculs prennent en compte la loi viscoplastique de l'alliage N18 à grains fins à 650°C. Ces résultats sont présentés à la figure VII.13. On constate qu'au-delà de 0.4 mm du fond de l'entaille, il n'y a quasiment plus d'effet de la plasticité cyclique. De même, la plasticité cyclique n'est réellement significative que pour des amplitudes de chargement appliquées élevées ($\Delta S \geq 800$ MPa). Pour ces amplitudes, on peut atteindre une correction due à la plasticité cyclique de 105 MPa en fond d'entaille. Ces résultats ont été utilisés dans le calcul de ΔK^* à la figure VII.14 sur deux niveaux de chargement à $R = 0$, $S_{\text{max}} = 700$ et 900 MPa. Sur cette figure, on peut constater que la prise en compte de la plasticité cyclique semble conduire à un effet négligeable lorsque R vaut zéro. Nous avons réalisé des calculs du même type avec un essai à $R = -1$ et $S_{\text{max}} = 600$ MPa ($\Delta S = 1200$ MPa). La pseudo contrainte élastique vaut, dans ce cas, 268 MPa en fond d'entaille. Cependant, la correction apportée ne dépasse pas 2.5 MPa. $\sqrt{\text{m}}$. Pour un essai à $R = -1$, l'effet de la plasticité cyclique semble pouvoir être également négligé.

VII.3.4 Conséquences

L'approche de Skelton présente l'intérêt de tenir compte simplement de la plasticité cyclique, tout en conservant un lien direct avec le facteur "élastique" d'intensité des contraintes, ΔK . L'idée de rapprocher grandeurs viscoplastiques et facteurs élastiques peut être utilisée pour estimer de façon simple les amplitudes de contraintes en fond d'entaille.

VII.3.4.1 Estimation simple des contraintes en fond d'entaille en utilisant l'approche de Skelton et la méthode de Neuber

Nous nous sommes demandés si cette approche en déformation pouvait rendre compte des amplitudes de contraintes en fond d'entaille. Pour cela, nous avons confronté l'approche en déformation avec la construction de Neuber (figure VII.15). Sur cette figure, il apparaît, en effet, que si la pseudo contrainte $E \cdot \Delta \varepsilon_p$ est faible devant l'amplitude de contrainte élastique $K_t \cdot \Delta S$, alors l'amplitude de contraintes viscoplastiques en fond d'entaille peut s'écrire :

$$\Delta \sigma \approx K_t \cdot \Delta S = \Delta \sigma_{\text{élastique}} \quad (\text{VII.18})$$

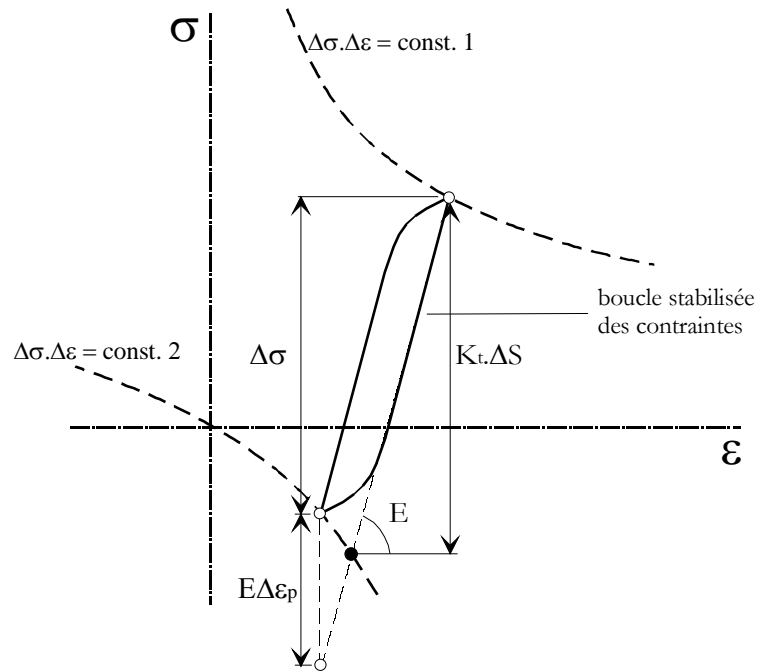


Figure VII.15 : confrontation de l'approche de Skelton et de la méthode de Neuber

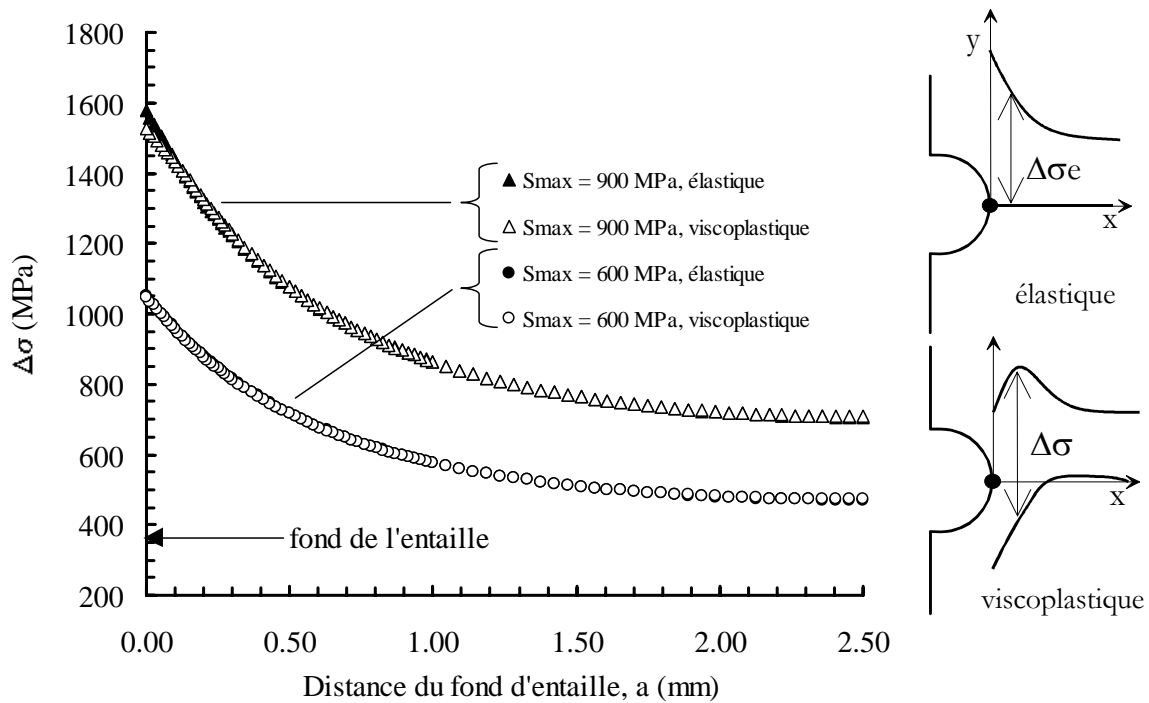


Figure VII.16 : amplitude de contrainte en fond d'entaille - comparaisons entre un profil de contrainte purement élastique et un profil viscoplastique

Cette expression peut être étendue pour une distance x du fond d'entaille en posant, comme le propose **Glinka (1985)** :

$$K_t(x) = \frac{\sigma_{\max}^{\text{élastique}}(x)}{S_{\text{nominale}}} \quad (\text{VII.19})$$

L'expression (VII.18) peut donc se généraliser à toute distance x du fond d'entaille de la manière suivante :

$$\Delta\sigma(x) \approx K_t(x) \cdot \Delta S \quad (\text{VII.20})$$

Nous avons vérifié avec des calculs éléments finis, la relation (VII.20) qui permet une approximation très utile. Les résultats numériques obtenus pour deux niveaux de chargement ont été représentés à la figure VII.16. Nous voulons montrer, sur cette figure, que l'amplitude de contraintes élastiques, $\Delta\sigma_e$, et l'amplitude viscoplastiques, $\Delta\sigma$, sont quasi identiques. Pour un fort niveau de charge ($S_{\max} = 900$ MPa), l'influence de la plasticité cyclique apparaît légèrement en fond d'entaille. Cependant, dans ce cas, la différence entre les deux amplitudes reste inférieure à 3.5%.

Pour résumer, l'amplitude locale de contraintes viscoplastiques, $\Delta\sigma$, est égale, en fond d'entaille, à l'amplitude locale de contraintes élastiques, $\Delta\sigma_e = K_t(x) \cdot \Delta S$, si la pseudo contrainte $E \cdot \Delta\epsilon_p$ est faible devant $K_t \cdot \Delta S$.

VII.3.4.2 Choix de l'amplitude effective de chargement

L'approche de Skelton pose également la question de l'amplitude effective de chargement. En effet, on ne prend pas en compte l'amplitude totale de chargement ΔK , mais plutôt la portion du chargement qui contribue réellement à l'avancée physique de la fissure. Une première approximation consiste, en général, à ne prendre en compte que la partie positive du chargement, ce qui se réduit, pour $R = 0$, à $\Delta K = K_{\max}$. Cependant, à cause de la présence d'une zone de compression en fond d'entaille, il est probable que l'amplitude réelle du chargement soit plus grande que K_{\max} . Nous proposons de lever cette ambiguïté au chapitre suivant qui aborde le calcul de l'amplitude effective du chargement, ΔK_{eff} .

— pour résumer —

Une régression polynomiale des profils stabilisés de contraintes obtenus, en fond d'entaille, aux charges appliquées S_{max} et S_{min} , a servi à calculer pour chaque essai, les facteurs d'intensité de contraintes, K_{max} et K_{min} , respectivement. Pour cela, la fonction de poids de Wang et Lambert, établie pour une fissure semi-elliptique soumise à un gradient de contraintes, a été utilisée. Ces calculs ont été obtenus au cœur et à la surface de l'éprouvette. Cette méthode de calcul a présenté des résultats, sur un cas simple, en bon accord avec ceux obtenus par des méthodes différentes, disponibles également dans la littérature.

De plus, l'effet de la plasticité cyclique en fond d'entaille, $\Delta\epsilon_p$, sur le calcul du FIC a été abordé. L'approche consistant à calculer numériquement l'intégrale de contour J sur les éprouvettes entaillées symétriques s'est avérée inappropriée dans ce cas de figure. En revanche, l'approche de Skelton a permis de donner des résultats plus satisfaisants. Dans cette approche, la plasticité cyclique est prise en compte sous la forme d'une pseudo contrainte élastique, $E.\Delta\epsilon_p$. Une amplitude de contraintes effective peut ainsi être déterminée à partir de cette pseudo contrainte élastique et de l'ouverture effective de la fissure, $\Delta K_{eff} = U.\Delta K$. L'aspect lié à l'ouverture effective de la fissure sera abordé au chapitre suivant.

En utilisant l'approche de Skelton, nous avons pu montrer que l'effet de la plasticité cyclique est négligeable sur des essais comportant un rapport de charge nul. Dans ce cas et en utilisant une construction de Neuber, on peut montrer simplement que l'amplitude locale de contraintes viscoplastiques, $\Delta\sigma$, en fond d'entaille, se réduit à l'amplitude locale de contraintes élastiques, $K_t.\Delta S$.

Bibliographie du chapitre VII

- [1] **BOETTNER R. C., LAIRD C. and Mc EVILY A. J.**
Trans. Metall. Soc. AIME, 233, (1965) pp. 379
- [2] **BUECKNER H. F.**
A novel principle for the computation of stress intensity factors
Z. Angew. Math. Mech., 50, (1970) pp. 129-146
- [3] **BURLET H., VASSEUR S., BESSON J. and PINEAU A.**
Crack growth behaviour in a thermal fatigue test. Experiments and calculations.
Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct., 12, n°2, (1989) pp. 123-133
- [4] **CHEN D., NISITANI H. and MORI K.**
Stress intensity factors of a semi-infinite plate having a semi-elliptical notch with a crack under tension
Trans. Japan Soc. Mech. Engrs., 55, n°512 (1989) pp. 948-953
- [5] **DeLORENZI H. G.**
Energy release rate calculations by the finite element method
Engng Fracture Mech., 21, (1985) pp. 129-143
- [6] **GLINKA G.**
Energy density approach to calculation of inelastic strain-stress near notches and cracks
Engng Fracture Mech., 22, n°3, (1985 a) pp. 485-508
- [7] **HAIGH J. R. and SKELTON R. P.**
A strain intensity approach to high temperature fatigue crack growth and failure
Mater. Sci. Engng, 36, (1978) pp. 133-137
- [8] **HAND R. J.**
Stress intensity factors for penny and half-penny shaped cracks subjected to a stress gradient
Int. J. of Fracture, 57, (1992) pp. 237-247
- [9] **KUJAWSKI D.**
Estimations of stress intensity factors for small cracks at notches
Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct., 14, n°10, (1991) pp. 953-965
- [10] **LARSSON S. G. and CARLSSON A. J.**
Influence of non-singular stress terms and specimen geometry on small-scale yielding at crack tips in elastic-plastic materials
J. Mech. Phys. Solids, 21, (1973) pp. 263-277
- [11] **MURAKAMI Y., TSURU H. and SAKAMOTO K.**
Stress intensity factors for small surface cracks at the site of stress concentrations
J. Soc. Mater. Sci., 35, n°396, (1986) pp. 998-1003
- [12] **MURAKAMI Y. et al. (eds)**
Stress intensity factors handbook
Pergamon Press, Oxford, (1987)
- [13] **NEWMAN, Jr, J.C. and RAJU S.R.**
An empirical stress-intensity factor equation for the surface crack
Engng Fracture Mechanics, 15, n° 1-2, (1981) pp. 185-192

- [14] **PARKS D. M.**
The virtual crack extension method for nonlinear material behavior
Comput. Methods Appl. Mech. Engng, 12, (1977) pp. 353
- [15] **POMMIER S.**
Amorçage et propagation de fissures courtes en fond d'entaille. Etude du superalliage N18 en fatigue fluage
Thèse de l'Ecole Centrale Paris (1995)
- [16] **POMMIER S., SAKAE C. and MURAKAMI Y.**
An empirical stress intensity factor set of equations for a semi-elliptical crack in a semi-infinite body subjected to a polynomial stress distribution
Int. J. of Fatigue, 21, (1999) pp. 243-251
- [17] **RICE J. R.**
A path independent integral and the approximate analysis of strains concentrations by notches and cracks
J. Appl. Mech., 35, (1968) pp. 379-386
- [18] **RICE J. R.**
Some remarks on elastic crack tip field
Int. J. Solids Struct., 8, (1972) pp. 751-758
- [19] **RICE J. R.**
Limitations to the small scale yielding approximation for crack tip plasticity
J. Mech. Phys. Solids, 22, (1974) pp. 17-26
- [20] **SKELTON R. P.**
Growth of short cracks during high strain fatigue and thermal cycling
ASTM STP 770, Amzallag et al. eds, 49, (1982) pp. 337-381
- [21] **SMITH F. W., EMERY A. F. and KOBAYASHI A. S.**
Stress intensity factors for semicircular cracks. Part 2 : semi-infinite solid
Trans ASME J. Appl. Mechs, 34-E, (1967) pp. 953-959
- [22] **SOLOMON H. D.**
J. of Materials, 7, (1972) pp. 299
- [23] **TADA H., PARIS P. C. and IRWIN G. I.**
The stress analysis of cracks handbook
Del research Corporation, Hellertown, Pennsylvania (1973)
- [24] **TANAKA K.**
The cyclic J-integral as a criterion for fatigue crack growth
Int. J. of Fracture, 22, (1983) pp. 91-104
- [25] **WANG X. and LAMBERT S.B.**
Stress intensity factors for low aspect ratio semi-elliptical surface cracks in finite-thickness plates subjected to non uniform stresses
Engng Fract. Mech., 51, n°4, (1995a) pp. 517-532
- [26] **WANG X. and LAMBERT S.B.**
Local weight functions for semi-elliptical surface cracks in finite thickness plates
Theoretical and Applied Fract. Mech., 23, (1995b) pp. 199-208
- [27] **WANG X. and LAMBERT S.B.**
Stress intensity factors and weight functions for high aspect ratio semi-elliptical surface cracks in finite-thickness plates
Engng Fract. Mech., 57, n°1, (1997a) pp. 13-24

[28] **WANG X. and LAMBERT S.B.**

Stress intensity factors and weight functions for semi-elliptical surface cracks in finite-thickness plates under two-dimensional stress distribution

Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., 20, n°12, **(1997b)** pp. 1637-1655

CHAPITRE VIII :

Etude 3D de la fermeture d'une fissure de surface

sous un gradient de contraintes

VIII.1 Les effets de fermeture de fissure (Revue Bibliographique)	149
VIII.1.1 Facteurs à l'origine des effets de fermeture de fissure	149
VIII.1.2 Mécanismes de la fermeture induite par la plasticité	149
VIII.1.3 Fermeture d'une fissure 3D	153
VIII.2 Calculs numériques de la fermeture au cœur de l'éprouvette	162
VIII.2.1 Revue bibliographique des calculs 2D d'ouverture de fissure par méthode des éléments finis	162
VIII.2.2 Procédure numérique utilisée	163
VIII.2.3 Résultats sur éprouvette sans entaille	169
VIII.2.4 Résultats sur éprouvette entaillée symétrique	177
VIII.3 Calculs de la fermeture à la surface de l'éprouvette	181
VIII.3.1 Technique de calcul sur les éprouvettes sans entaille	181
VIII.3.2 Analyse du rapport de forme des fissures dans les éprouvettes entaillées symétriques	183
VIII.4 Comparaisons avec le modèle de Newman modifié	184
VIII.4.1 Revue bibliographique	185
VIII.4.2 Applications	191
VIII.4.3 Bilan et perspectives du modèle de Newman	194
Bibliographie du chapitre VIII	197

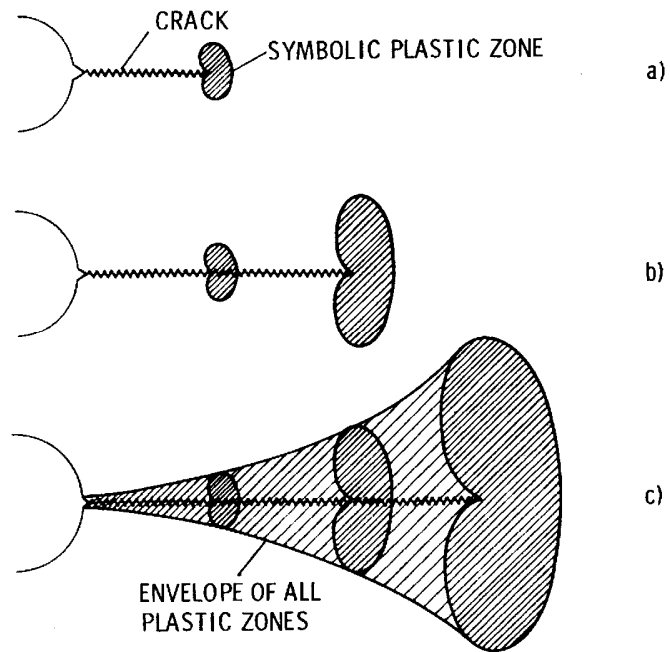


Figure VIII.25 : principe de la fermeture de fissure induite par la plasticité par Elber (1970)

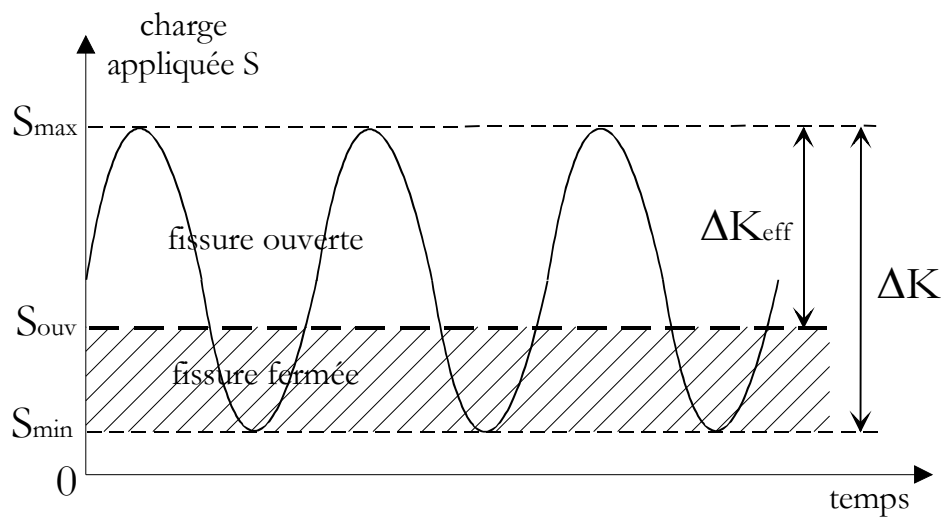


Figure VIII.26 : effet de fermeture de fissure sur un chargement appliqué d'amplitude constante

VIII.1 LES EFFETS DE FERMETURE DE FISSURE (REVUE BIBLIOGRAPHIQUE)

VIII.1.1 Facteurs à l'origine des effets de fermeture de fissure

L'utilisation de la mécanique linéaire de la rupture pour décrire la propagation des fissures de fatigue a supposé, par l'emploi du facteur d'intensité des contraintes, que les contraintes responsables de l'avancée sont celles présentes devant la fissure. Les travaux de **Elber (1970 et 1971)** ont montré que les contraintes laissées sur les lèvres par le sillage plastique (figure VIII.1) ont également un rôle important. La prise en compte de ces contraintes résiduelles a ainsi permis d'expliquer le phénomène de fermeture de fissure.

Typiquement, sur un essai où le chargement appliqué est toujours positif (figure VIII.2), l'effet de fermeture se caractérise par la fermeture prématurée de la fissure au cours du déchargement. Ainsi l'amplitude de charge appliquée effective, correspondant à l'ouverture réelle des lèvres de la fissure, $\Delta K_{eff} = K_{max} - K_{ouv}$, est inférieure à l'amplitude de charge totale, $\Delta K = K_{max} - K_{min}$. K_{ouv} représente le FIC calculé à l'ouverture de la fissure. L'écart induit par la plasticité entre ces deux facteurs est mesuré par le coefficient de fermeture U défini par :

$$U = \frac{\Delta K_{eff}}{\Delta K} = \frac{K_{max} - K_{ouv}}{K_{max} - K_{min}} \quad (VIII.1)$$

Bien que le mécanisme proposé initialement par Elber n'aborde que les effets liés à la plasticité, d'autres mécanismes pouvant expliquer le phénomène de fermeture ont été avancés depuis. Les principaux facteurs, mis à part la plasticité, sont les effets liés à la rugosité des lèvres qui peuvent s'interpénétrer l'une contre l'autre au cours du déchargement, la formation d'oxydes sur les faciès qui peuvent former des obstacles à la fermeture ou bien, éventuellement, les effets de transformation de phase s'accompagnant d'un changement élémentaire de volume (**Suresh, 1991**).

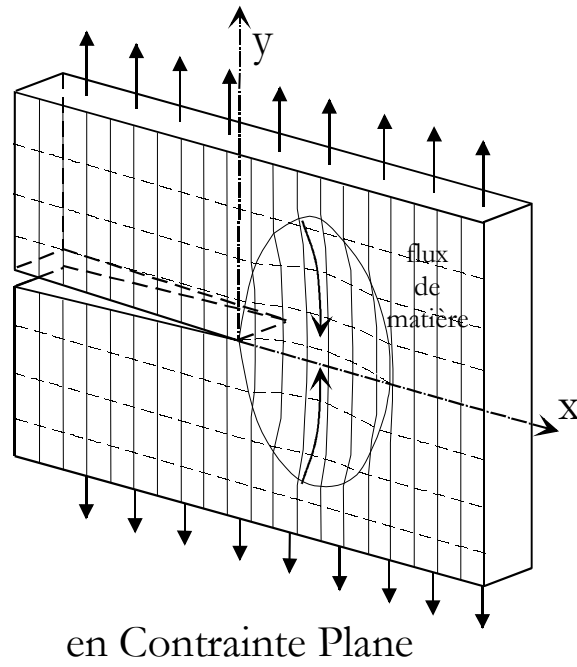
Dans l'alliage N18, les effets de transformation de phase sont écartés. En revanche, un effet dû à la rugosité semble envisageable, surtout avec l'alliage à gros grains. Cependant, nous pouvons supposer que la fermeture de fissure induite par la rugosité devrait être négligeable devant l'effet lié à la plasticité. Il en va de même des effets liés à la formation d'oxydes si l'on prend en compte le fait que l'épaisseur de la couche d'oxyde formée est de l'ordre de $0.3 \mu m$, comme l'a mesurée **Hochstetter (1994)**.

Nous proposons donc, dans la suite de ce chapitre, de ne modéliser que la fermeture de fissure induite par la plasticité. De plus, nous avons restreint le cadre de cette étude aux chargements d'amplitude constante, en écartant les aspects de surcharge mécanique.

VIII.1.2 Mécanismes de la fermeture induite par la plasticité

Avant d'aborder les aspects 3D de la fermeture, il convient de différencier les modes de fermeture en 2D suivant les conditions de confinement plastique qui sont imposées sur la fissure. En effet, il a été longtemps supposé que l'effet de fermeture de fissure ne pouvait être observé que dans des conditions de Contrainte Plane.

(a)



(b)

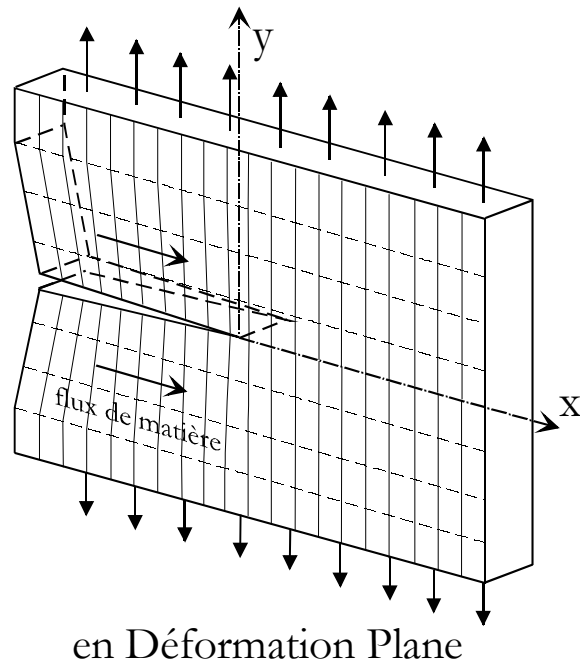


Figure VIII.27 : mécanisme de la fermeture induite par la plasticité en Contrainte Plane (a) et en Déformation Plane (b) (d'après Riemelmoser et Pippan, 1998)

Cette thèse fut soutenue, d'une part, parce que la fermeture de fissure était difficilement mesurable expérimentalement en Déformation Plane et, d'autre part, parce que le mécanisme proposé par Elber n'avait pu être interprété qu'à partir de modélisations en Contrainte Plane (**Budianski et Hutchinson (1978)** et **Fühling et Seeger (1979)**). Plusieurs études expérimentales (paragraphe VIII.1.3.1.1) ou numériques (**Fleck (1986)** et **Fleck et Newman (1988)**) ont pourtant montré l'existence de phénomènes de fermeture en Déformation Plane. Mais les mécanismes envisagés dans ces deux cas sont très différents. Nous proposons de les décrire.

VIII.1.2.1 En Contrainte Plane

L'interprétation de la fermeture de fissure en Contrainte Plane est donnée en supposant que le sillage plastique laissé sur les lèvres de la fissure est obtenu à partir d'un apport de matière venant directement de la zone plastique en pointe de fissure. Comme le représente la figure VIII.3a, près de la pointe de la fissure, l'épaisseur de l'éprouvette diminue lorsqu'elle est mise en charge. Ceci correspond en réalité au transport de matière, dans la zone plastique sur les flancs de la fissure. A chaque avancée de fissure, cet apport de matière est déplacé sur les lèvres, ce qui entraîne au cours du déchargement des contraintes de compression. Ce type de mécanisme peut facilement être modélisé par des bandes de matière qui s'allongent dans le sens de la sollicitation, dans la zone plastique et qui sont ainsi laissées sur les lèvres (**Newman, 1981**).

VIII.1.2.2 En Déformation Plane

En Déformation Plane, l'interprétation est plus difficile, car la réduction d'épaisseur de l'éprouvette ne se produit plus ($\epsilon_{zz} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{xz} = 0$). L'apport de matière ne peut donc pas avoir lieu comme en Contrainte Plane.

L'explication n'a été clairement donnée que très récemment par **Riemelmoser et Pipan (1998)**. Ces auteurs ont proposé une analyse des arrangements mécaniques des dislocations autour de la fissure en Déformation Plane. Ils ont montré que cet arrangement doit conduire à une rotation élastique du réseau de mailles autour de la pointe de la fissure, comme cela est indiqué à la figure VIII.3b. Dans ce cas, au cours du déchargement, un transport de matière s'opère parallèlement aux flancs de la fissure, des lèvres vers la pointe. Cet apport élastique de matière est alors bloqué à la pointe de la fissure et crée ainsi une très petite zone de contact à cet endroit. La taille de cette zone est, selon les auteurs, de l'ordre de grandeur de la taille de zone plastique.

En résumé, la fermeture de fissure en Déformation Plane, est simplement causée par une rotation "élastique" du matériau autour de la zone plastique. Ainsi, aucun apport "plastique" de matière ne semble apparaître sur les lèvres.

Les calculs numériques de Fleck et Newman (1988) appuient cette théorie. Ces auteurs ont observé qu'en Déformation Plane, la fermeture n'est pas un mécanisme continu, comme en Contrainte Plane. En Contrainte Plane, la fermeture augmente rapidement puis se stabilise à un niveau de façon continue. En revanche, en Déformation Plane, les calculs réalisés ont montré que les niveaux de fermeture augmentent jusqu'à une certaine valeur maximale, puis diminuent jusqu'à tendre vers zéro. Ces résultats furent alors interprétés à partir de l'effet de contrainte T en pointe de fissure (voir l'équation VII.3). Cet effet représente très clairement la réponse mécanique de la rotation élastique envisagée par Riemelmoser et Pipan. Nous reviendrons sur ce point.

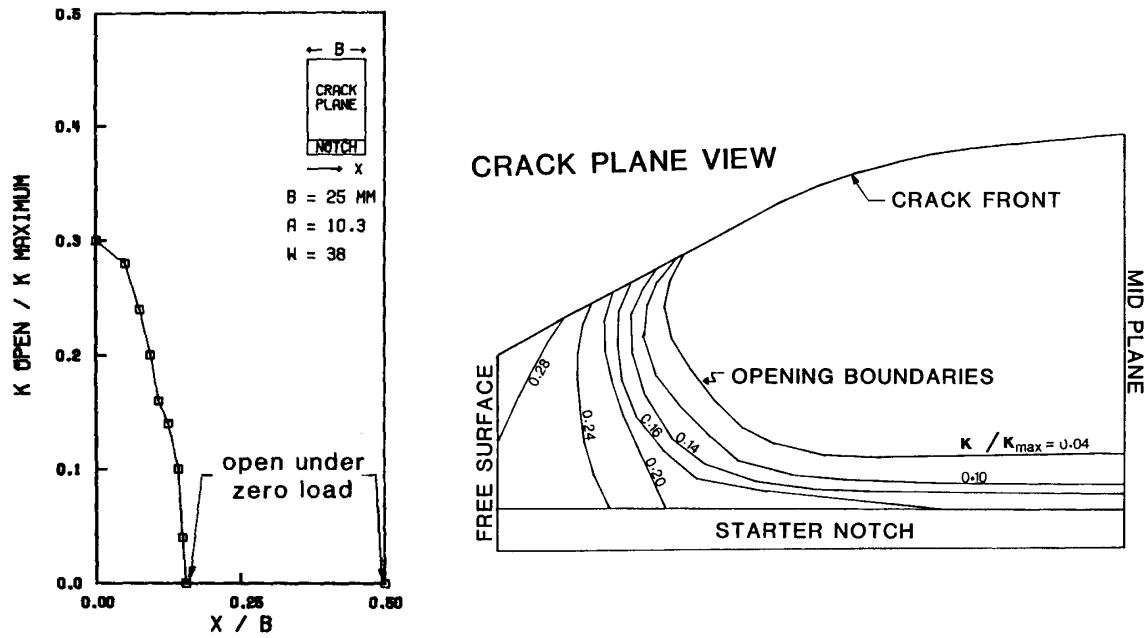


Figure VIII.28 : mesures d'ouverture par interférométrie optique en fonction de la distance depuis le bord libre d'une éprouvette de type KCV en PMMA, sollicitée en fatigue (Ray et Grandt, 1988)

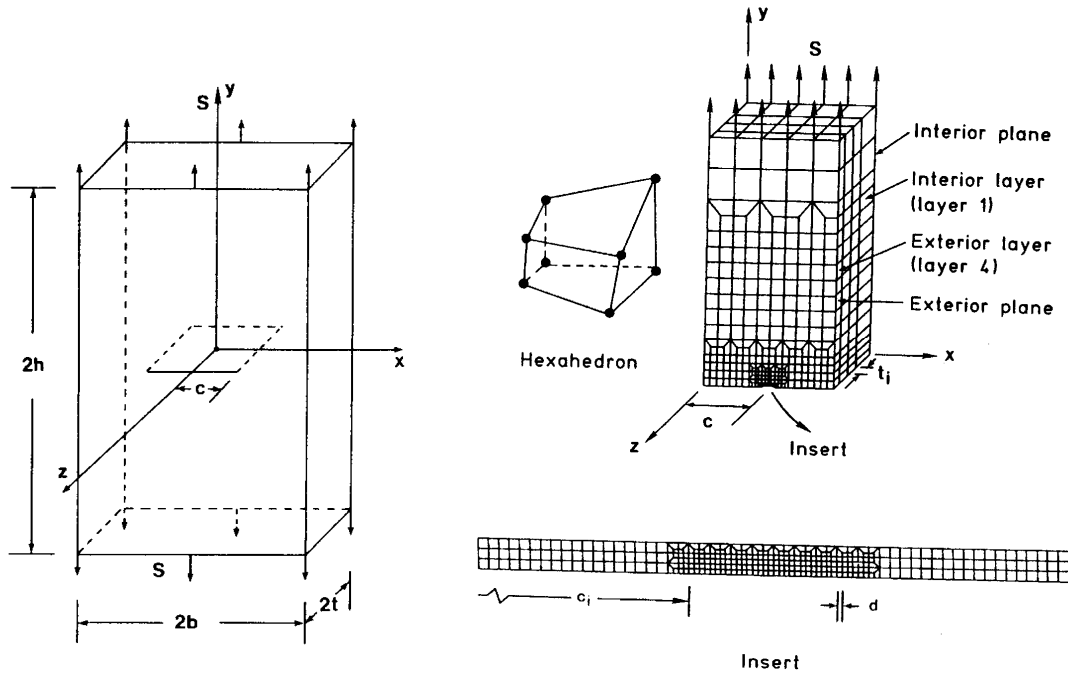


Figure VIII.29 : maillage de l'éprouvette CCT utilisée par Chermahini et al. (1988)

VIII.1.3 Fermeture d'une fissure 3D

Dans le cas particulier des fissures de surface, ces conditions évoluent de façon prédominante, d'un état de Contrainte Plane, à la surface de l'éprouvette, à celui de Déformation Plane, au point le plus profond de la fissure dans l'éprouvette. Conformément à ce qui a été dit précédemment, nous pouvons nous attendre à ce que la fermeture des fissures de surface ne soit pas la même sur tout le front de fissure, comme cela est observé sur des fronts de fissures traversantes (éprouvettes d'épaisseur suffisamment importante). Pour ce type de problème, il s'agit d'un effet 3D de fermeture. Ce chapitre présente donc une revue bibliographique des effets tridimensionnels de la fermeture. D'une part, nous aborderons le cas des fissures traversantes (fissures 2D). Ensuite, nous présenterons les résultats obtenus sur les fissures de surface, principalement semi-circulaires (fissures 3D).

VIII.1.3.1 Cas des fissures traversantes ou fissures 2D

VIII.1.3.1.1 Etudes à caractère expérimental

Ray et Grandt (1988) ont utilisé les propriétés de biréfringence du PMMA pour étudier, par interférométrie optique (analyses des franges de réfringence obtenues à l'aide d'une lumière monochromatique), la fermeture dans une éprouvette de flexion 4 points (type KCV) sollicitée à 3 Hz avec un rapport de charge de 0.1. Leurs résultats semblent montrer, à la figure VIII.4, que le front de la fissure n'est refermé que près du bord libre de l'éprouvette. En effet, environ 60% de la longueur totale du front de fissure ne se ferme jamais. Cette zone sans fermeture se situe au cœur de l'éprouvette (plan médian) où prédomine un état de Déformation Plane.

De même, **Dawicke et al. (1990)** ont observé des résultats similaires sur un alliage d'aluminium 2024-T3 en utilisant une technique de mesures d'interstries sur des éprouvettes de type CT et CCT. La fermeture mesurée paraît être confinée de façon prédominante à la surface de l'éprouvette. Mais, contrairement aux résultats de Ray et Grandt, la fermeture de fissure n'est pas nulle dans la zone de Déformation Plane. Elle reste juste significativement plus faible qu'en surface. A titre de comparaison, la technique de mesure de stries, qui représente une mesure locale de la fermeture, est comparée à celle, plus classique, de mesure de fermeture par méthode de la complaisance (courbe charge-Déplacement). Les auteurs semblent conclure que la méthode de mesure de la complaisance est inappropriée pour décrire les effets 3D, car elle ne fournit qu'une mesure moyennée de la fermeture sur le front de la fissure.

Cependant, **Clériver et Bathias (1979)** ont montré que la technique par mesure de la complaisance présente non seulement un intérêt pour déterminer l'influence des effets 3D, mais donne aussi des résultats complémentaires par rapport à ceux obtenus par une technique de mesure par des jauges collées près de la pointe de la fissure. Dans le cas de la méthode de la complaisance classique, la charge de fermeture obtenue (charge P1) est systématiquement plus faible que celle obtenue par la méthode des jauges (charge P0). Les auteurs attribuent cette différence au fait que la fissure se referme progressivement depuis la surface de l'éprouvette jusqu'à l'intérieur. La charge P1 déterminée par la méthode de complaisance classique correspond principalement à la charge de fermeture de la fissure dans la zone de Déformation Plane, au cœur de l'éprouvette, alors que la charge P0, mesurée par la technique des jauges permet de déterminer la charge de fermeture de la fissure en surface donc, dans la zone de Contrainte Plane.

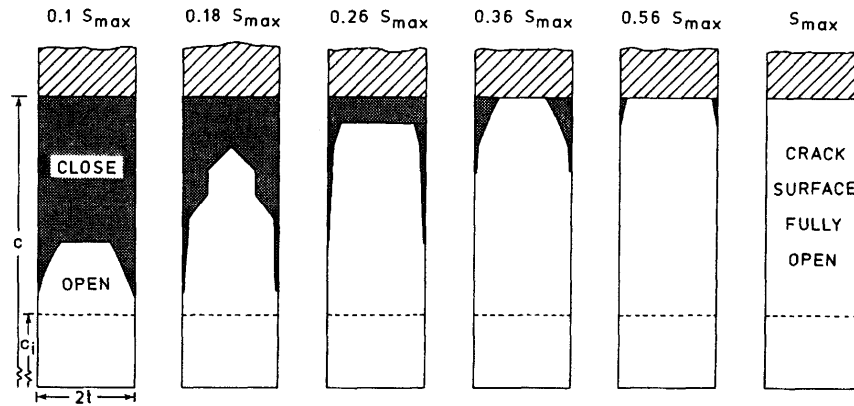


Figure VIII.30 : mécanisme d'ouverture d'une fissure 2D après 9 cycles ($S_{max}/\sigma_0=0.25$ et $R=0.1$) (Chermahini et al.,1988)

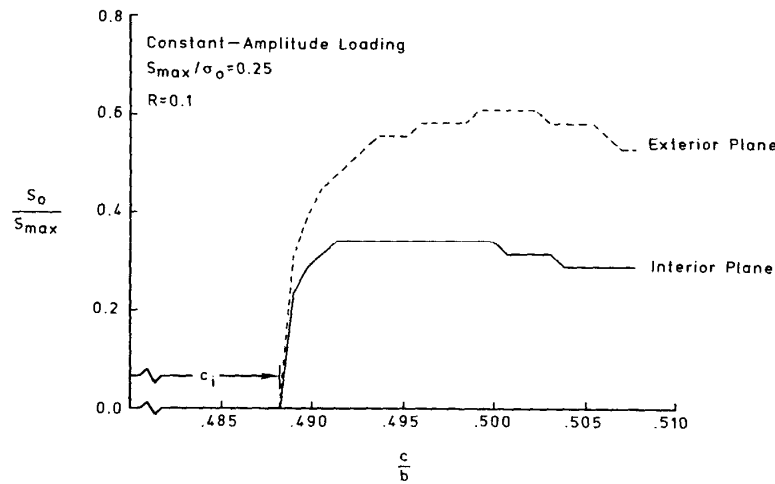


Figure VIII.31 : ouverture en fonction de la longueur de fissure au bord libre (exterior plane) et dans le plan de coupe médian (interior plane) (Chermahini et al.,1988)

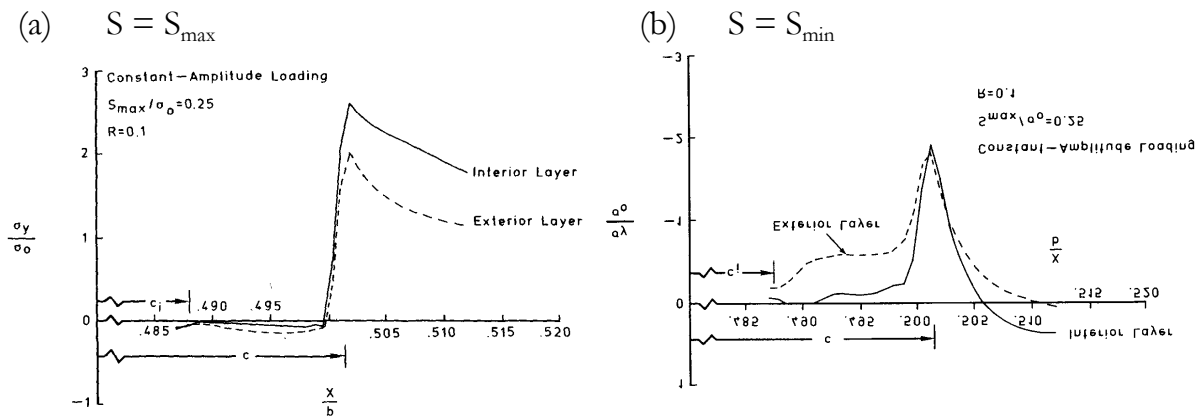


Figure VIII.32 : contraintes en pointe de fissure (longueur c) au bord libre (exterior plane) et dans le plan de coupe médian (interior plane) de l'éprouvette (Chermahini et al.,1988)

Cette étude montre donc, d'une part, que la fissure se referme progressivement de la surface vers le cœur de l'éprouvette et, d'autre part, que la technique de complaisance classique permet une mesure de la fermeture représentative d'une région en Déformation Plane, alors que celle utilisant des jauges collées près de la pointe de la fissure, une mesure de la fermeture dans une zone en Contrainte Plane. Cette conclusion sera utilisée, par la suite, par Clériver et Bathias pour étudier la fermeture de fissures semi-circulaires.

VIII.1.3.1.2 Etudes à caractère numérique par la méthode des éléments finis

Les études numériques sur ce thème demandant des temps de résolution assez longs, il n'existe qu'un très faible nombre de publications à ce sujet. **Chermahini et al. (1988)** ont présenté, cependant, les résultats d'une étude par la méthode des éléments finis réalisée sur la fermeture de fissures traversantes. La fissure est au centre d'une plaque de dimension finie comme pour une éprouvette de type CCT. Le maillage de cette éprouvette est représenté à la figure VIII.5. Une technique de propagation du front de la fissure par libération de nœuds a été utilisée et est du même type que celle qui sera présentée au paragraphe VIII.2.2 dans le cas de calculs 2D. Plusieurs hypothèses sont prises en compte dans ces calculs. Le front est supposé rester rectiligne pendant la propagation et une avancée d'un élément ($= 30 \mu\text{m}$) à chaque cycle est réalisée à la charge maximale. De plus, le comportement du matériau est supposé élastique parfaitement plastique.

Typiquement, les résultats obtenus, présentés aux figures VIII.6 et VIII.7, confirment les observations expérimentales. En effet, la fermeture de fissure varie dans l'épaisseur de l'éprouvette. La fissure se ferme en premier lieu, en surface (figure VIII.6) et ensuite, seulement, à cœur. Les niveaux de fermeture calculés (figure VIII.7) montrent que la fermeture en surface ($S_{\text{ouv}}/S_{\text{max}} = 0.58$) est supérieure à la fermeture au cœur de l'éprouvette ($S_{\text{ouv}}/S_{\text{max}} = 0.34$) de près de 25 %.

Contrairement, aux études expérimentales que nous avons citées, le confinement plastique en pointe de fissure devient une grandeur mesurable (figure VIII.8). Le champ de contraintes dans la direction de la sollicitation, noté σ_y par les auteurs à la figure VIII.8, a été représenté dans des plans de coupe à l'extérieur et au cœur de l'éprouvette. Les auteurs déterminent ainsi un coefficient de confinement plastique, α , tel que $\sigma_y = \alpha \cdot \sigma_0$ à la pointe de la fissure ($\sigma_0 =$ limite d'écoulement), lorsque la charge appliquée est maximale.

Une valeur de $\alpha = 2.6$ a été calculée au cœur de l'éprouvette et de $\alpha = 2$ en surface. La théorie prévoit qu'un état de Contrainte Plane correspond à $\alpha = 1$ et un état de Déformation Plane à $\alpha = 3$ (ou bien 1.73 selon Irwin). Les auteurs en concluent que la fermeture de fissure est d'autant plus importante que l'on se rapproche d'un état de Contrainte Plane, donc que le coefficient de confinement plastique est faible. L'intérêt de cette méthode est de permettre la « mesure » de l'effet 3D de la fermeture de fissure, bien que les mécanismes rencontrés en Contrainte Plane et Déformation Plane soient très différents.

VIII.1.3.2 Cas des fissures semi-circulaires ou fissures 3D

VIII.1.3.2.1 Etudes à caractère expérimental

Ce paragraphe résume les résultats obtenus sur la fermeture des fissures de surface, principalement semi-circulaires. Dans toutes les études qui vont être présentées, seul le cas d'un chargement uniforme (pas de concentration de contrainte) est pris en compte.

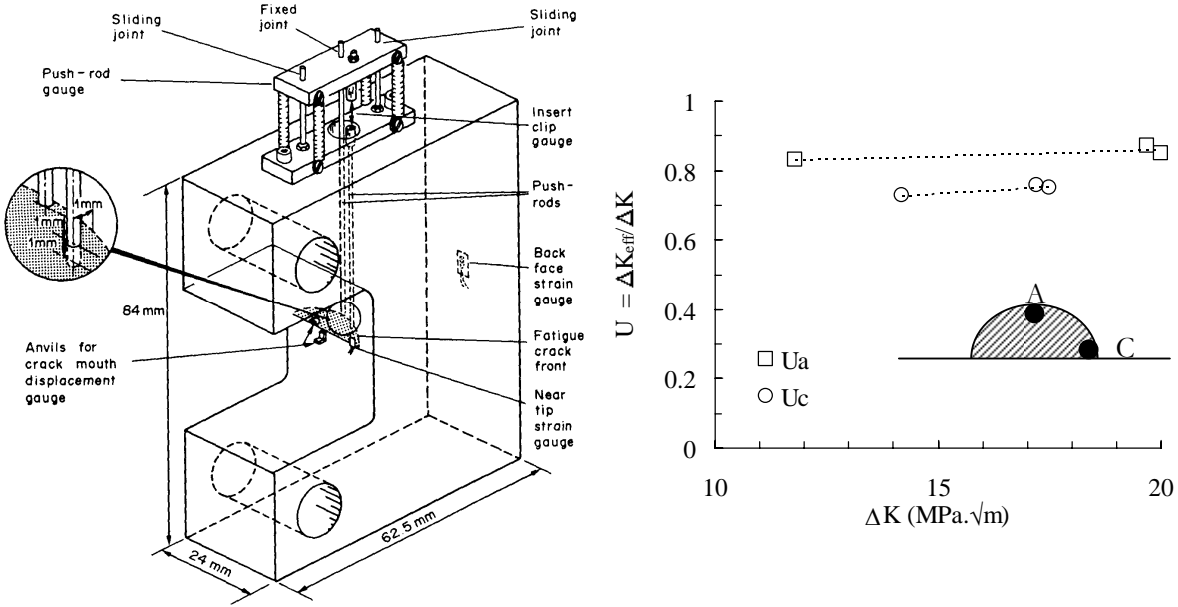


Figure VIII.33 : description du dispositif expérimental et résultats donnant la fermeture de fissure au point A et celle au point C par Fleck et al. (1983) – $U = \Delta K_{eff} / \Delta K$

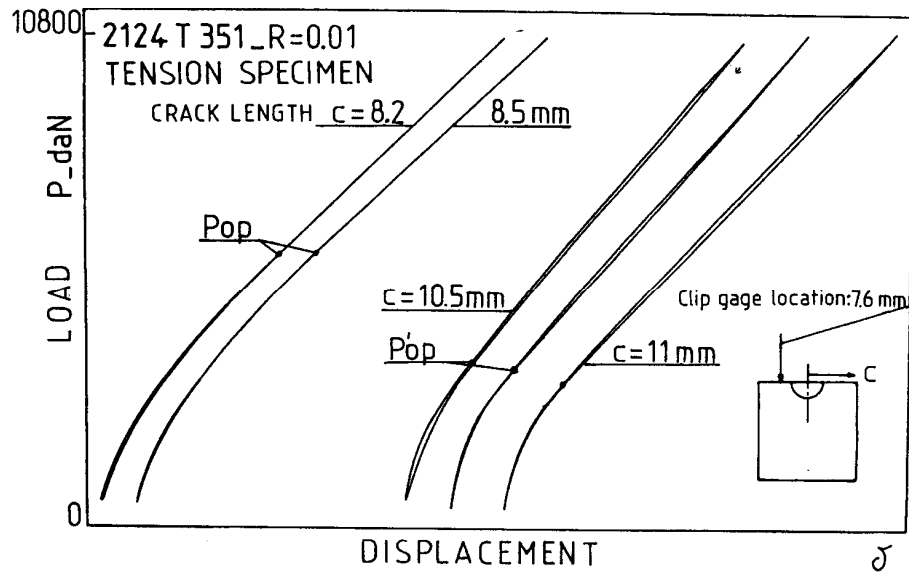


Figure VIII.34 : distinction entre l'ouverture de fissure en surface (P_{op}) et celle à l'intérieur de l'éprouvette (P'_{op}) à l'aide d'une jauge placée initialement à 0.6 mm de la pointe de la fissure (Clériveret et Bathias, 1988)

Fleck et al. (1983) ont observé, dans un acier BS4360-50B, que les vitesses de propagation d'une fissure de surface étaient supérieures, à même ΔK , au cœur de l'éprouvette (point A) que celles obtenues en surface (point C). Cette différence est alors expliquée en réalisant de façon expérimentale la mesure directe de la fermeture de la fissure au point A et celle au point C. Le schéma de principe de cette expérience est présenté à la figure VIII.9. La fermeture en surface est mesurée par la technique de complaisance à l'aide de jauges collées près de la pointe de la fissure. De plus, la fermeture au fond de la fissure est directement déterminée par des barreaux extensométriques appuyés près du fond de la fissure qui donnent une mesure approchée du CTOD. Les résultats obtenus semblent montrer que la fermeture est plus faible au fond de la fissure ($U_a \approx 0.85$) qu'en surface ($U_c \approx 0.75$), ce qui expliquerait les écarts de vitesses observés. Cette idée a été reprise avec succès et validée expérimentalement d'une manière différente par **Jolles et Tortoriello (1983)** sur un alliage d'aluminium 2024-T351.

En effet, les résultats théoriques de **Newman et Raju (1981)** montrent que le rapport d'excentricité, a/c , doit tendre vers 0.8 en l'absence de fermeture. Ces résultats semblent, cependant, contradictoires avec les observations menées par **Corn (1971)** qui montre qu'une petite fissure, initialement semi-circulaire, conserve sa forme au cours de sa propagation ($a/c = 1$). Jolles et Tortoriello aboutissent à la conclusion selon laquelle cette différence peut être expliquée par une diminution de la fermeture de la fissure au point A. Nous reviendrons plus en détail sur cette étude au paragraphe VIII.3.

En 1988, un résultat similaire a été obtenu par Clériver et Bathias en appliquant la technique de mesure de fermeture présentée précédemment sur une éprouvette CT. Lorsqu'une jauge extensométrique est placée à côté de la pointe de la fissure, sur la surface de l'éprouvette, il est possible, comme le représente la figure VIII.10, de mesurer la fermeture P_{op} de la région en Contrainte Plane, si la jauge est collée très près de la pointe de la fissure. Après propagation, la jauge est plus éloignée de la pointe. Dans ce cas, la mesure de la fermeture P'_{op} correspond plutôt à la fermeture de la région en Déformation Plane, en profondeur, le raisonnement étant identique à celui proposé par les auteurs sur une éprouvette CT. Les résultats montrent ainsi une fermeture plus faible à l'intérieur ($U_a = 0.7$) qu'à l'extérieur ($U_c = 0.45$).

D'autres auteurs ont observé des résultats conduisant à la même conclusion. Ces résultats sont résumés dans le tableau VIII.1. Il apparaît, d'une manière générale, que le rapport U_c/U_a vaut environ 0.9, sauf pour Clériver et Bathias qui trouvent une valeur assez inférieure.

Rapport de charge R	U_c/U_a	auteurs	matériau
0.05 et 0.1	0.88	Fleck et al. (1983)	Acier BS4360-50B
0.1	0.91	Jolles et Tortoriello (1983)	Aluminium 2024-T351
	0.9	Foroughi et Radon (1988)	Acier BS4360-50D
0.01	0.64	Clériver et Bathias (1986-1988)	Aluminium 2024-T351
0.5	0.72		
0, 0.1 et 0.3	0.86 à 0.93	Kim et Song (1992)	Aluminium 7075-T6

Tableau VIII.1 : écarts obtenus par différents auteurs entre la fermeture mesurée en profondeur (a) et celle en surface (c) dans une fissure semi-circulaire ($U = \Delta K_{eff} / \Delta K$)

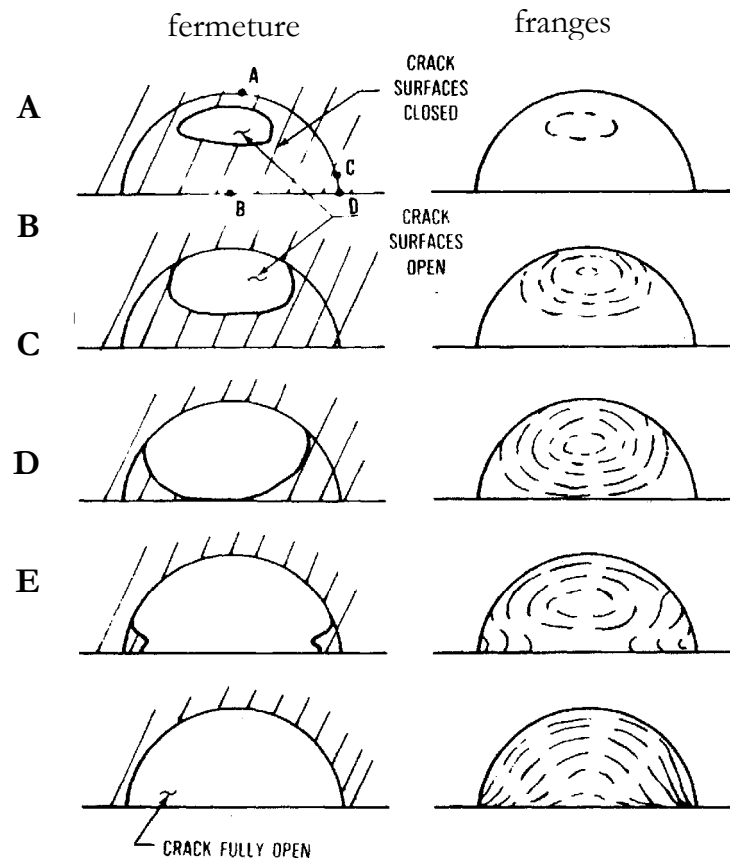


Figure VIII.35 : mécanisme de fermeture d'une fissure semi-circulaire dans un polymère PMMA par interférométrie optique (Troha et al., 1988)

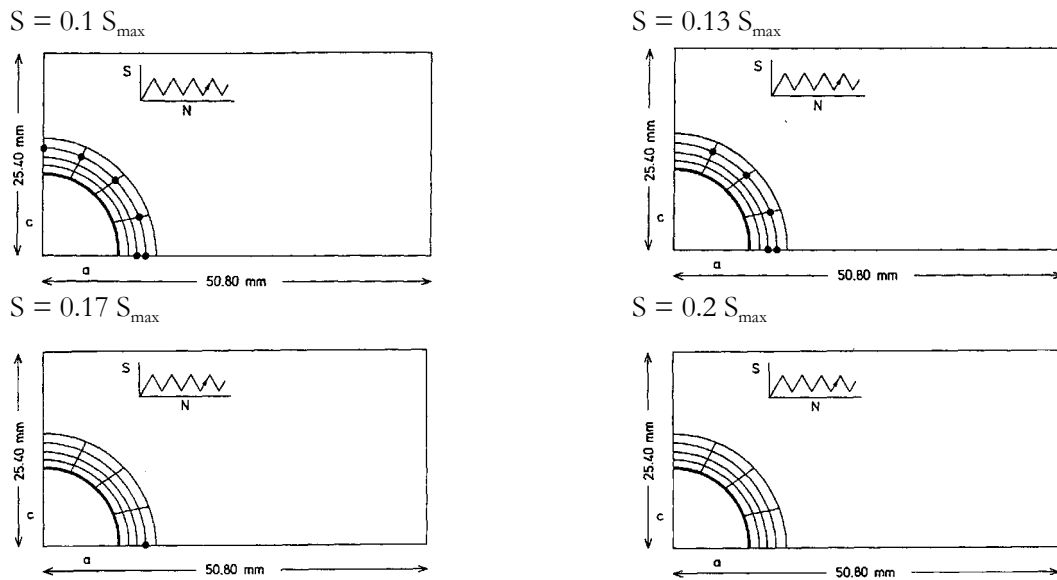


Figure VIII.36 : calcul d'ouverture d'une fissure semi-circulaire par Chermahini et al. (1993)

Enfin, **Troha et al. (1988)** ont donné la description expérimentale la plus explicite de la fermeture sur une fissure semi-circulaire. La méthode consiste à utiliser la technique d'interférométrie optique, présentée auparavant, sur un polymère PMMA. Grâce aux résultats de ces expériences réalisées avec $R = 0$, sur une éprouvette de flexion 4 points, les auteurs ont proposé un mécanisme d'ouverture d'une fissure semi-circulaire sous chargement cyclique. Trois étapes distinctes sont prises en compte, comme le montre la figure VIII.11.

La première correspond (cas e et d) à la fermeture de la fissure en surface. La seconde est la fermeture progressive depuis la surface vers l'intérieur du front de la fissure (cas c et b), ce qui est conforme aux observations rapportées dans les publications précédentes. Enfin, une troisième étape correspond, à charge nulle, à un front de fissure totalement refermé, mais une partie de cette fissure reste ouverte au cœur et vient former une "cavité". Ces résultats sont, comme nous allons le voir, identiques à ceux obtenus numériquement par **Zhang et Bowen (1998)** et sembleraient montrer que la fermeture d'une fissure semi-circulaire ne se fait pas sur toute la surface fissurée.

VIII.1.3.2.2 Etudes à caractère numérique par la méthode des éléments finis

Pour les mêmes raisons que celles mentionnées dans les études sur les fissures traversantes, il n'existe que très peu de publications sur l'étude numérique de la fermeture des fissures semi-elliptiques. Deux études sont présentées ici.

Chermahini et al. (1993) ont étudié le cas d'une fissure semi-circulaire ($a/c = 1$) et celui d'une fissure semi-elliptique ($a/c = 0.5$) dans une plaque de dimension finie sollicitée à $R = 0.1$ et $S_{\max} = 0.4 \cdot \sigma_0$. La technique de propagation de fissure par libération de nœuds est de nouveau la technique utilisée et les hypothèses sont les mêmes que celles précédemment présentées sur les fissures 2D. La taille minimale des mailles est de $\Delta a = 80 \mu\text{m}$ et correspond à l'avancée de la fissure à chaque cycle. L'ouverture d'une fissure semi-circulaire pendant la mise en charge est représentée à la figure VIII.12. Chaque point marque le nœud en contact sur le front de la fissure. Le nœud placé immédiatement derrière la pointe, dans la région intérieure (cas 1), s'ouvre en premier. Progressivement, les nœuds s'ouvrent un à un jusqu'en surface (cas 4). Cependant, l'interprétation de ces résultats, d'après les auteurs, ne peut rester que qualitative, car à cause de la taille de maille importante utilisée, les niveaux de fermeture sont sous-estimés.

Plus récemment, Zhang et Bowen (1998) ont réalisé une simulation identique, mais avec une taille de maille beaucoup plus faible ($\Delta a = 1 \mu\text{m}$). De plus, le comportement du matériau est supposé être un comportement isotrope non-linéaire (sans effet Bauschinger). La longueur initiale de la fissure est courte ($5 \mu\text{m}$). Les nœuds sont relâchés à chaque cycle et à différents niveaux de charge ($S = S_{\max}$, $0.5 S_{\max}$ ou $0.1 S_{\max}$). Cependant, les auteurs n'ont pas trouvé d'influence du niveau de charge à partir duquel le nœud est relâché.

Les principaux résultats sont présentés à la figure VIII.13, où est représentée la charge S/S_{\max} en fonction de la portion de fissure refermée par rapport à la longueur de fissure totale. Dans un cas, la longueur de fissure est mesurée soit dans le plan de coupe perpendiculaire à la fissure (à cœur), soit en surface. Typiquement, lorsque S décroît, la fissure commence par se fermer en surface ($S = 0.36 S_{\max}$). Puis, on assiste à une fermeture progressive sur le front. Lorsque $S = 0.16 S_{\max}$, la fissure commence seulement à se fermer à l'intérieur. Enfin, quand la fissure est déchargée, la fissure est totalement fermée en surface. Par contre, à cœur, la fissure ne se ferme que sur 14 % de sa longueur totale. Compte tenu de ces résultats, les auteurs ont proposé un schéma, présentant la forme de la fissure lorsque la charge appliquée est nulle, après quelques cycles (figure VIII.14). Le front de la fissure est totalement fermé, ainsi que la région en surface où se situe un état de Contrainte Plane. Une large partie de la fissure reste constamment ouverte au centre, comme l'avaient observé Troha et al. sur le PMMA.

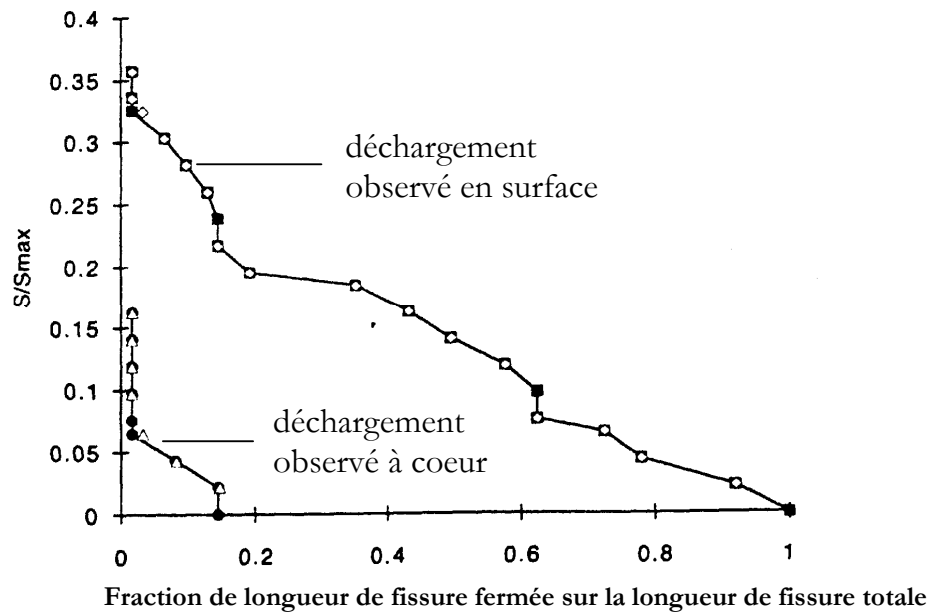


Figure VIII.37 : relation entre la longueur de fissure refermée et la charge appliquée (Zhang et Bowen, 1998)

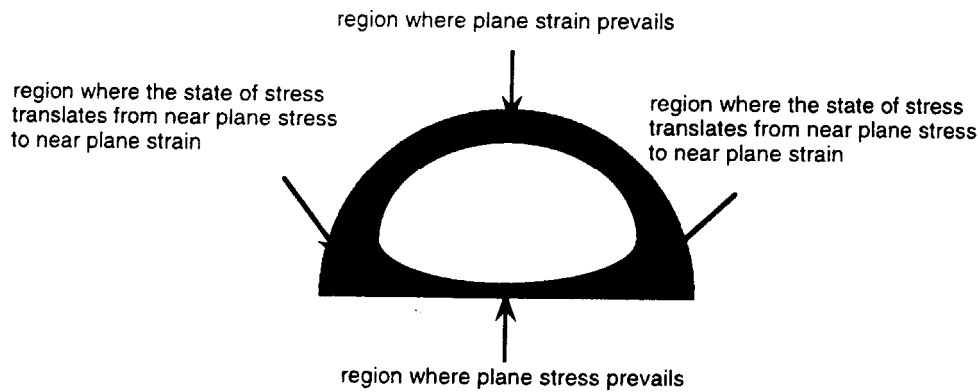


Figure VIII.38 : représentation schématique de la zone fissurée refermée (en noir) à charge nulle (Zhang et Bowen, 1998)

Conclusions générales des résultats obtenus dans la littérature :

- Une fissure 2D présente un effet 3D de fermeture de fissure. Cet effet se caractérise par un niveau de fermeture plus important dans la région en Contrainte Plane (en surface) que dans celle en Déformation Plane (au centre de l'éprouvette, si l'épaisseur est suffisamment importante). Dans ce cas, la fermeture de fissure est un processus continu et progressif depuis la zone en Contrainte Plane jusqu'à celle en Déformation plane.
- Une mesure expérimentale des effets 3D sur la fermeture des fissures 2D fait intervenir des techniques de mesures locales (interférométrie optique, mesures des interstries, mesures de complaisance locales...), par opposition à la technique de complaisance classique. Cependant, ces techniques ne sont utilisées que dans un nombre limité de cas. Une approche numérique 3D donne des résultats similaires en élargissant les possibilités. Mais cette technique est très coûteuse en moyen et en temps de calculs.
- La fermeture des fissures semi-circulaires semble confirmer les observations réalisées sur fissures 2D. La fissure tend également à se refermer, d'abord, en surface, puis à l'intérieur. Dans le cas, d'un chargement uniforme et sans surcharge, il a été observé que le rapport entre la fermeture en surface (U_c) et celle à l'intérieur (U_a) est à peu près égale à $U_c/U_a \approx 0.9$, où $U = \Delta K_{\text{eff}}/\Delta K$. Par contre, il semble que la fermeture ne soit plus un processus continu, car, à charge nulle, une partie importante de la fissure ne se ferme jamais.

Démarche adoptée dans la suite

Les travaux qui viennent d'être présentés, ont été uniquement réalisés sur des éprouvettes à chargement uniforme. Au moment où ce mémoire est rédigé, aucune étude portant sur la fermeture 3D d'une fissure de surface n'a encore vu le jour en prenant en compte un gradient de contraintes.

Trois démarches peuvent être envisagées pour étudier ce problème. La première démarche consiste à modéliser numériquement une éprouvette entaillée symétrique et à réaliser la simulation de propagation d'une fissure circulaire dans ce maillage 3D, comme l'ont pratiqué Zhang et Bowen sur une éprouvette plate. Ce type de maillage 3D a été réalisé au cours de la thèse. Mais nous sommes arrivés rapidement à la conclusion que ce type de calcul n'était pas encore envisageable avec les moyens dont nous disposions. Nous reviendrons sur ce point dans les perspectives générales de ce mémoire.

La seconde démarche, qui sera retenue, utilise les méthodes développées sur les éprouvettes sans entaille. En effet, puisqu'il existe un écart de fermeture entre le cœur et la surface de l'éprouvette mesurable par le rapport U_c/U_a , il est possible de procéder en deux temps. Dans un premier temps, nous allons calculer à l'aide d'une modélisation 2D en Déformation Plane, la fermeture de fissure au cœur de l'éprouvette (U_a). Pour cela, nous utiliserons une méthode numérique de propagation de fissure par libération de nœuds dont le principe en 2D a déjà été étudié auparavant par de nombreux auteurs. A partir de ces résultats 2D, nous aborderons les aspects 3D en déterminant, par la technique d'analyse des fronts de fissures proposée par Jolles et Tortoriello (1983), le rapport U_c/U_a et, par voie de conséquence, le coefficient de fermeture U_c .

Enfin, la troisième démarche possible consiste à utiliser un modèle de fermeture qui puisse être adapté à un problème 3D. Le modèle Dugdale-Barenblatt modifié par Newman (1981) pour calculer la fermeture est le plus étudié actuellement. Nous proposons d'aborder également ce modèle à la fin de ce chapitre.

VIII.2 CALCULS NUMERIQUES DE LA FERMETURE AU CŒUR DE L'ÉPROUVETTE

VIII.2.1 Revue bibliographique des calculs 2D d'ouverture de fissure par la méthode des éléments finis

Newman et Armen (1974) ont proposé la première étude numérique du calcul de la fermeture de fissure par la méthode des éléments finis. Ces calculs simulent la propagation d'une fissure par libération de nœuds dans un maillage pour faire apparaître le sillage laissé par la zone plastique en pointe de fissure.

Le principe de la propagation de fissure par libération de nœuds consiste, comme le montre la figure VIII.15, à relâcher successivement les nœuds d'un maillage en imposant pour seul critère, la durée entre deux relâchements. Dans le cas d'un chargement cyclique, un seul nœud constitue la pointe de la fissure. Plusieurs cycles sont alors appliqués pour redistribuer les contraintes à la pointe. Ensuite, ce nœud est relâché et plusieurs cycles sont de nouveau appliqués. De proche en proche, la technique permet de faire propager une fissure en laissant un sillage plastique sur les lèvres.

Les principales publications sur le sujet ont été rassemblées au tableau récapitulatif F.1 en annexe F. Ces études ont été classées suivant les conditions de confinement plastique qui ont été utilisées. Il en ressort, d'une part, que les éprouvettes modélisées sont principalement de type CCT. Le maillage est affiné près de la pointe de la fissure avec une taille minimale de maille, $\Delta a/W$, comprise entre 0.00025 et 0.006 selon les études. D'autre part, la libération des nœuds se fait lorsque le chargement macroscopique, S , atteint sa valeur maximale. Cependant, **Clung et Sehitoğlu (1989)**, **Clung (1994)**, **Wu et Ellyin (1996)** et **Park et al. (1997)** montrent qu'en libérant les nœuds à la valeur de chargement minimal, les niveaux de fermeture obtenus sont légèrement différents. Nous avons constaté que les résultats obtenus avec ce mode de libération dépendaient également du nombre de cycles appliqués entre deux relâchements, comme nous le verrons par la suite. Certaines études ont montré l'existence d'une taille de maille au-dessus de laquelle les résultats du calcul ne sont plus valides. Nous reviendrons sur ce point dans la suite de ce chapitre. Enfin, hormis Wu et Ellyin (1996) qui utilisent la contrainte de traction, σ_{yy} , en pointe de fissure, la détermination du niveau d'ouverture se fait toujours par mesures du CTOD, en analysant le déplacement δ du nœud le plus proche de la pointe de la fissure (voir figure VIII.15).

Les principaux résultats obtenus peuvent être résumés de la manière suivante. En Contrainte Plane, le niveau d'ouverture, S_{ouv}/S_{max} , est quasiment nul quand la fissure est mécaniquement très courte, augmente ensuite quand la fissure se propage, puis se stabilise à la valeur maximale. La valeur stabilisée ne semble dépendre ni de la longueur initiale de la fissure, ni du rayon d'entaille pour Clung et Sehitoğlu (1989) ainsi que pour Park et al. (1997). En revanche, la géométrie de l'éprouvette et le type de chargement sont des paramètres qui ont une influence significative (Newman (1974) et Clung (1994)). De plus, il a été mis en évidence que le niveau de fermeture de la fissure est sensiblement plus faible que son niveau d'ouverture.

Les calculs en Déformation Plane, décrits par Fleck (1986), présentent des résultats très différents. Nous reviendrons sur ces résultats dans la discussion des calculs numériques de fermeture. Enfin, un des aspects assez peu étudié concerne l'influence des lois de comportement sur les calculs. En effet, les lois de comportement utilisées sont en général des lois simples, à comportement parfaitement plastique et à écrouissage isotrope. Seule l'étude de **Pommier et al. (1997)**, réalisée également sur l'alliage N18, propose une approche viscoplastique complète incluant l'effet Bauschinger. Nous nous sommes très largement inspirés des résultats de ces auteurs, dans le développement de notre procédure numérique.

VIII.2.2 Procédure numérique utilisée

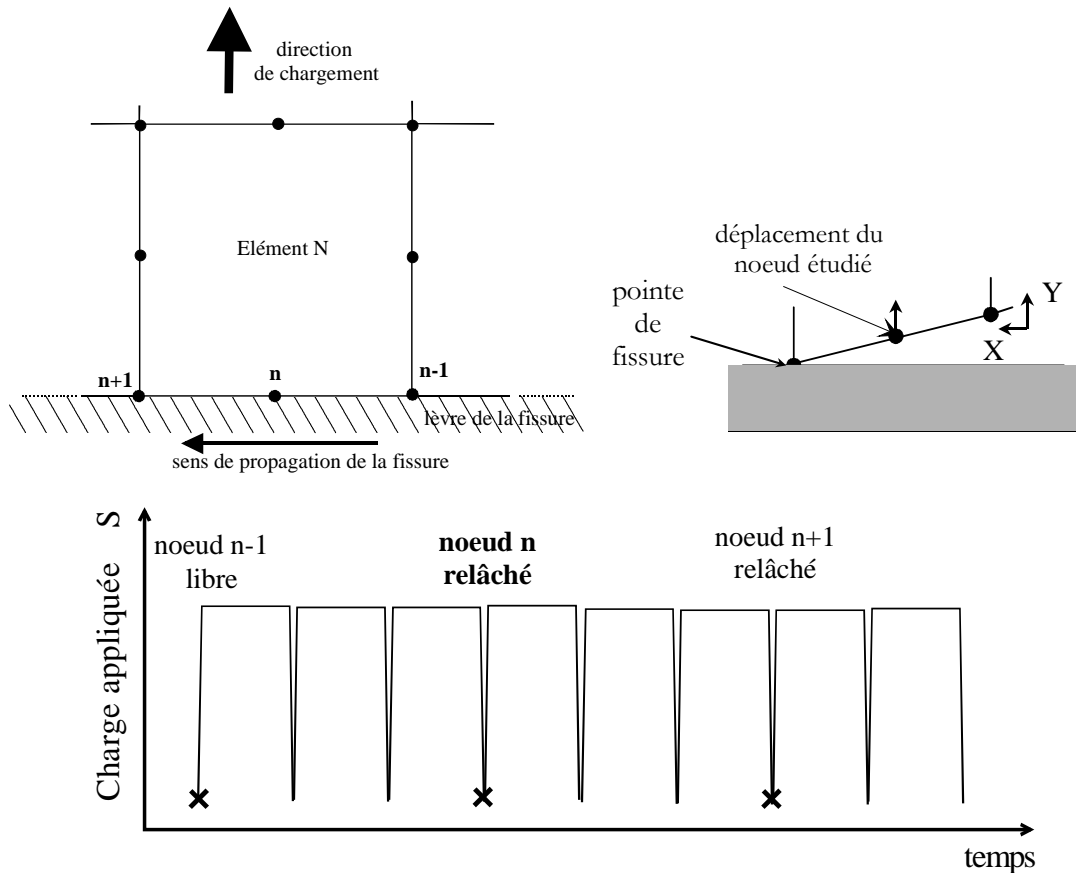


Figure VIII.39 : principe de propagation de fissure par relâchement de nœuds par éléments finis

VIII.2.2.1 La procédure de relâchement de nœuds dans Zébulon 7.2

Une procédure a été implémentée spécialement pour cette étude dans Zébulon 7.2 par **J. Besson** au Centre des Matériaux P.M. Fourt. Nous avons développé une procédure numérique sur ce logiciel avec la collaboration de **B. Brethes** de SNECMA. Le relâchement des nœuds se fait par l'intermédiaire d'une "condition limite", appelée "*release_nodal_dof*" dans le code, et qui n'est utilisable que pour des problèmes 2D. Cette condition limite consiste à libérer tous les nœuds sur une longueur donnée l pour un cycle donné. Il suffit de donner la longueur l de la fissure et l'instant t dans le cycle considéré. Aucun critère de rupture n'est imposé, le seul critère ici étant le temps à partir duquel le nœud sera libéré. Le détail de cette procédure et le fichier de mise en données sont fournis en annexe F.

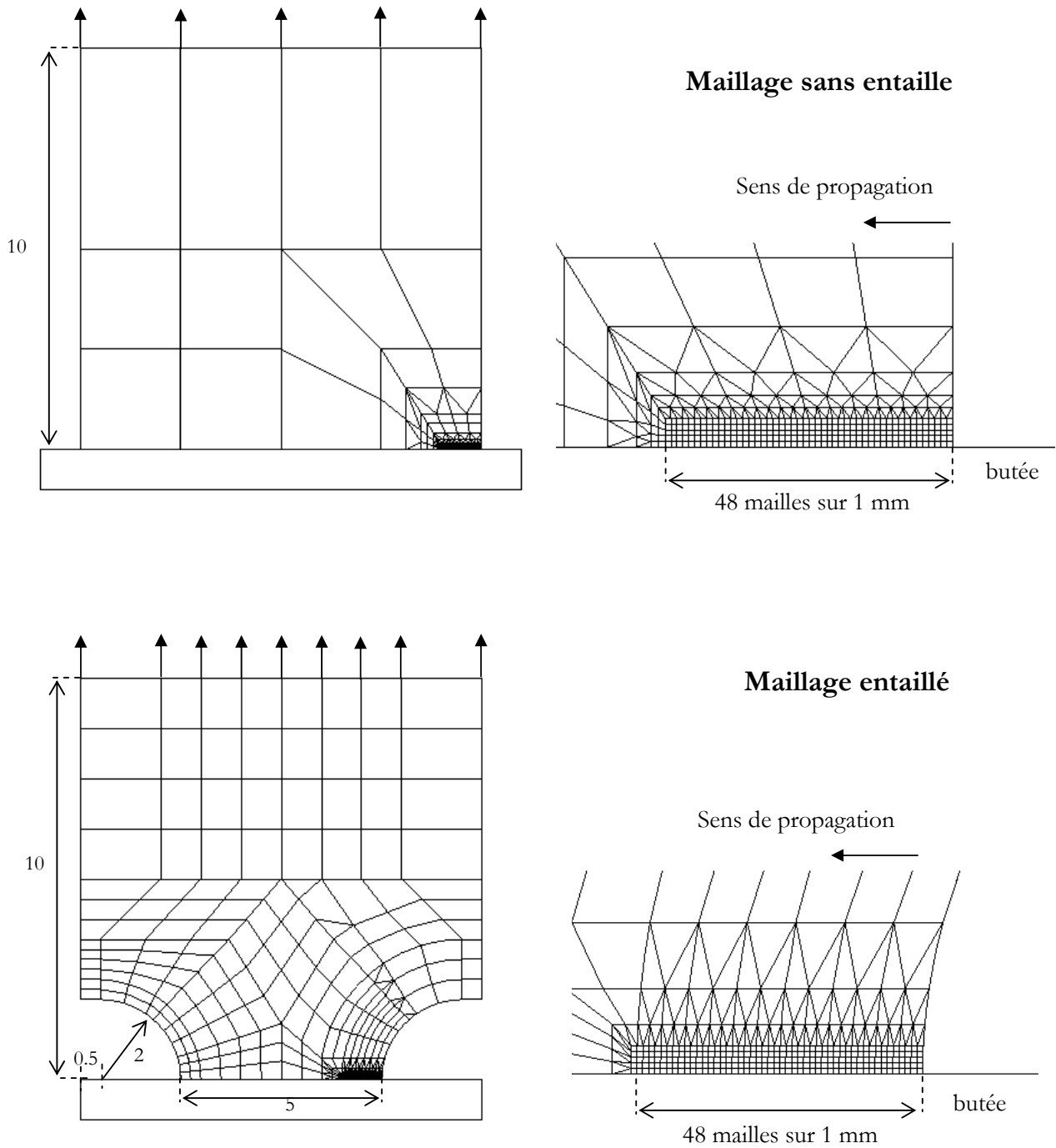


Figure VIII.40 : maillages lisse et entaillé utilisés dans la simulation numérique de propagation de fissure par relâchement de nœuds

VIII.2.2.2 Description de la méthode de relâchement de nœuds utilisée

Les maillages 2D testés

Deux types de maillage 2D ont été testés (figure VIII.16) : un maillage lisse et un maillage entaillé représentant la moitié de l'éprouvette entaillée symétrique. Les éléments sont de type quadratique (QU8 et TR6). Une zone particulière a été modélisée pour permettre la propagation de la fissure. Cette zone est constituée par des éléments identiques de petite taille. 48 éléments ont été disposés sur le bord pour permettre la propagation d'une fissure sur une longueur de 1 mm. On suppose que le plan de propagation de la fissure est le plan de symétrie de l'éprouvette (la rugosité n'est pas prise en compte). Enfin, une butée a été modélisée pour simuler la présence de la seconde lèvres de la fissure lorsque la fissure se referme. Une condition de frottement nulle est imposée entre la butée et le maillage. Pour dimensionner les plus petites mailles dans la zone de propagation de la fissure, nous avons utilisé une taille de maille de l'ordre de 20 μm , ce qui correspond à la taille moyenne de grains de l'alliage N18 à grains fins. Nous pouvons vérifier que cette taille est en accord avec le critère de taille de maille proposé par Park et al. (1997). Pour un essai à $R = 0$ en utilisant des éléments de type QU4, l'avancée maximale de la fissure doit être fonction de la taille de zone plastique en pointe de fissure et s'écrire :

$$\frac{\Delta a}{r_c} = 0.19 \quad (\text{critère de Park et al.}) \quad (\text{VIII.2})$$

avec r_c représentant la taille de zone plastique pour $K = K_{\max}$ en Contrainte Plane ($r_c = \frac{1}{\pi} \left(\frac{K_{\max}}{\sigma_y} \right)^2$)

En appliquant ce critère, nous obtenons $\Delta a \approx 6 \mu\text{m}$ lorsque la fissure s'amorce sur le défaut ($a = 0.1 \text{ mm}$) et $\Delta a \approx 390 \mu\text{m}$ en fin de propagation ($a = 1 \text{ mm}$). A titre de comparaison, nos simulations sont réalisées en libérant successivement chaque nœud, ce qui correspond à une avancée d'un demi-élément ($\Delta a \approx 10 \mu\text{m}$). Le critère de Park et al. est donc relativement bien respecté.

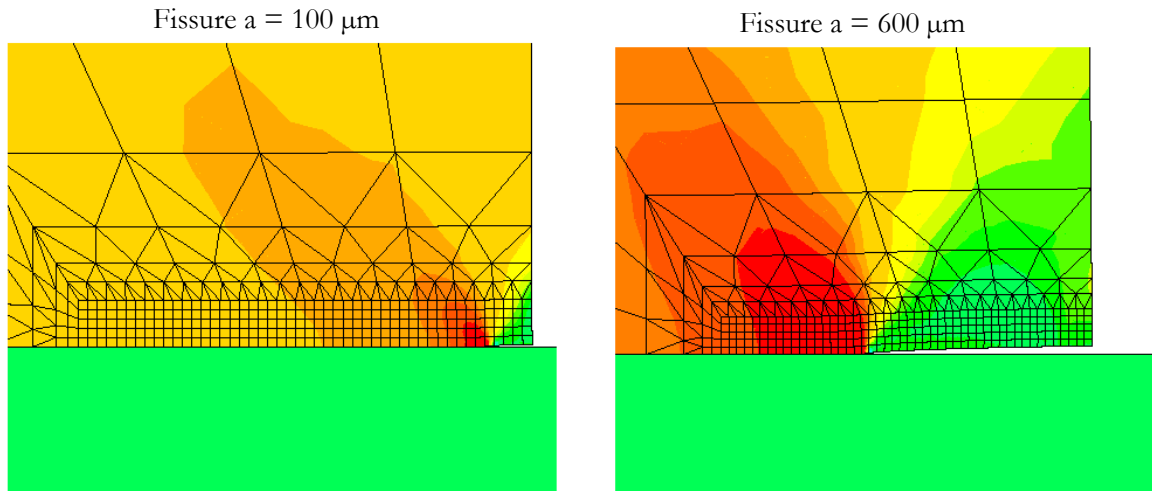
La procédure de relâchement utilisée

Nous avons réalisé une étude préliminaire en utilisant la loi viscoplastique SNECMA (chapitre IV) dans le but de déterminer la procédure de relâchement la plus adaptée. Cette étude est présentée à l'annexe F. Les points principaux suivants ont pu être mis en évidence.

En augmentant le nombre de cycles appliqués entre deux relâchements de nœud, le profil de fermeture ne change plus au-delà de 3 cycles appliqués entre les relâchements. De plus, nous n'avons pas observé d'effet significatif du niveau de charge auquel le nœud est relâché ($S = S_{\max}$ ou S_{\min}), dans la mesure où le nombre de cycles entre deux relâchements est suffisant. En revanche, une procédure de libération des nœuds à la charge minimale a favorisé considérablement la convergence des calculs. Enfin, sur un maillage sans entaille, nous avons observé très peu d'effet de la taille du défaut initial sur la fermeture. Ce résultat n'a pas été retrouvé sur les éprouvettes entaillées, comme nous le verrons par la suite.

Cette étude a conduit à la procédure de relâchement de nœuds suivante (figure VIII.15). L'avancée de la fissure se fait par libération de nœuds successifs sur un demi élément lorsque la charge appliquée $S = S_{\min}$ est atteinte.

Charge appliquée $S = S_{\max}$



Charge appliquée $S = \text{Souv} > 0$

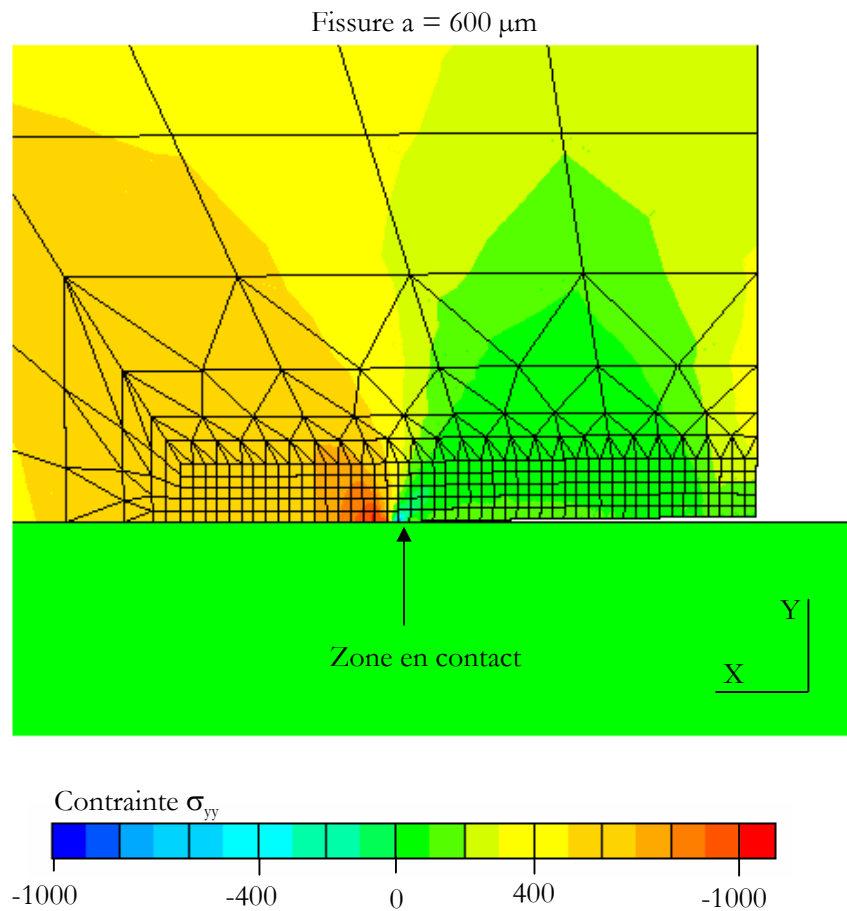


Figure VIII.41 : isovaleurs de contraintes au cours de la fermeture de fissure ($R = 0$)

Trois cycles ont été réalisés entre deux relâchements ce qui représente 6 cycles de chargement pour libérer un élément complet. La propagation est réalisée sur une longueur de 1 mm en libérant successivement les 48 éléments (288 cycles).

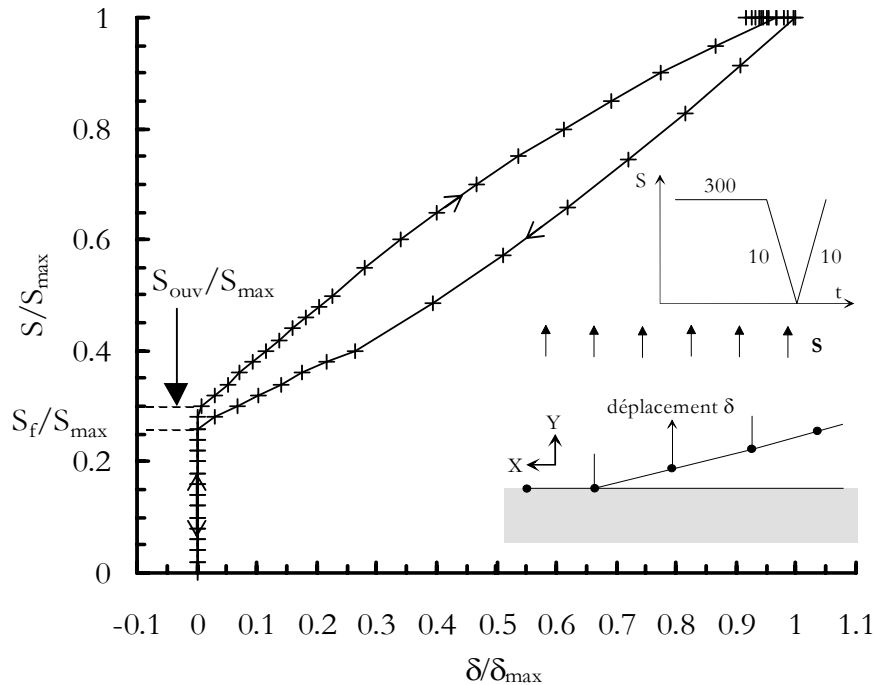


Figure VIII.42 : détermination numérique de la charge à l'ouverture et à la fermeture de la fissure

Un exemple de calcul est représenté à la figure VIII.17. Sur cette figure, une propagation de fissure sur 500 μm a été réalisée sur une éprouvette sans entaille en Déformation Plane. Lorsque la fissure est longue, une très petite zone de compression apparaît derrière la pointe de la fissure (en bleu) au cours du déchargement. Cette zone est semblable à la zone de contact mise en évidence dans l'étude de Riemelmoser et Pipan, présentée au début de ce chapitre. La procédure que nous avons utilisée semble bien décrire le mécanisme de fermeture envisagé en Déformation Plane.

Le niveau de charge à l'ouverture de la fissure, $S_{\text{ouv}}/S_{\text{max}}$, a été déterminé en imposant le nombre d'incréments au cours des phases de charge et de décharge du cycle. Typiquement, 5 incréments sont réalisés pour un déchargement correspondant à $0.1 S_{\text{max}}$. Cette procédure a permis de calculer les niveaux de fermeture à 2% près. Un cycle 10-300-10 est composé d'environ 75 incrément à $R = 0$ et 100 incrément à $R = -1$. La figure VIII.18 montre que la charge à l'ouverture est déterminée lorsque le déplacement du nœud le plus proche de la pointe de la fissure devient strictement positif. On peut remarquer également sur cette figure, que le niveau à la fermeture (S_f/S_{max}) est inférieur à celui obtenu à l'ouverture ($S_{\text{ouv}}/S_{\text{max}}$) de la fissure, ce qui correspond aux observations expérimentales. On peut facilement concevoir, avec cette méthode, que le niveau de fermeture calculé correspond à la fermeture mesurée à 10 μm en aval de la pointe. Le niveau de fermeture que nous calculons est donc légèrement inférieur au niveau réel.

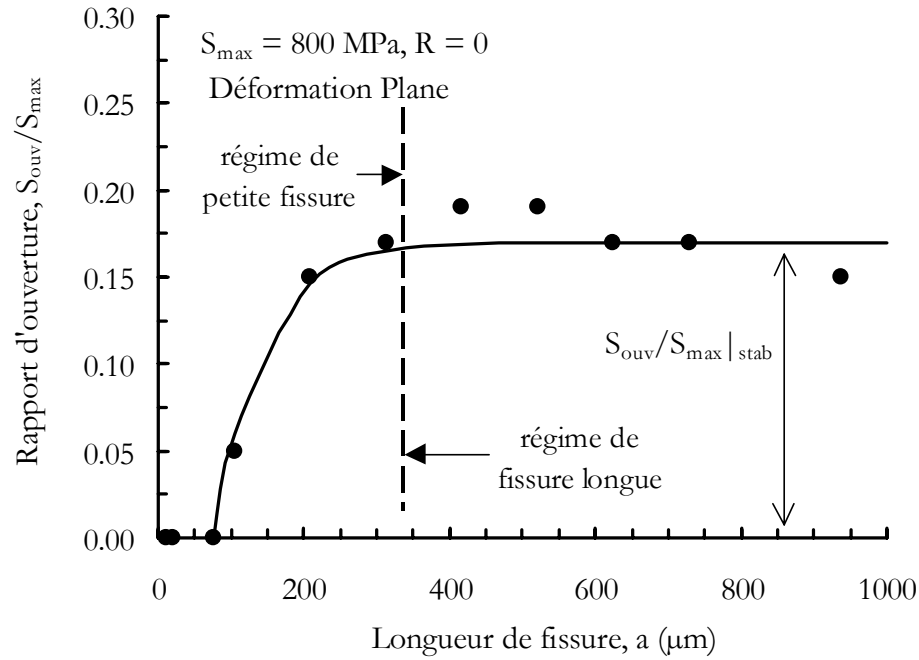
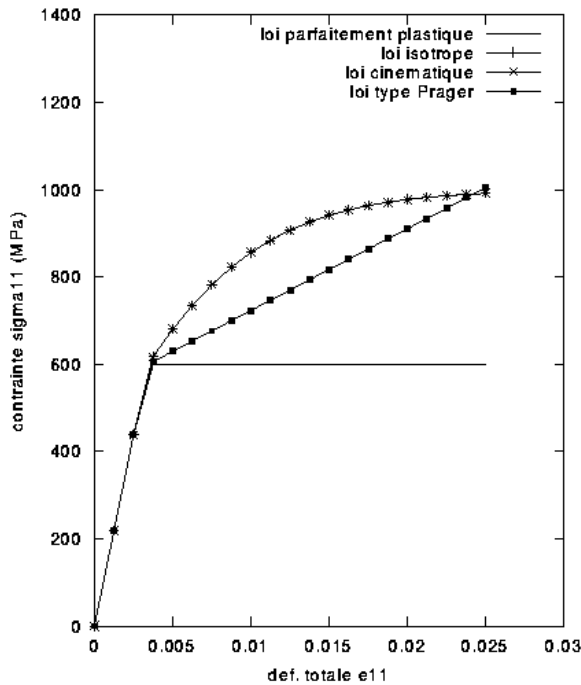


Figure VIII.43 : évolution de la fermeture de fissure dans une éprouvette sans entaille

(a) traction simple



(b) traction-compression

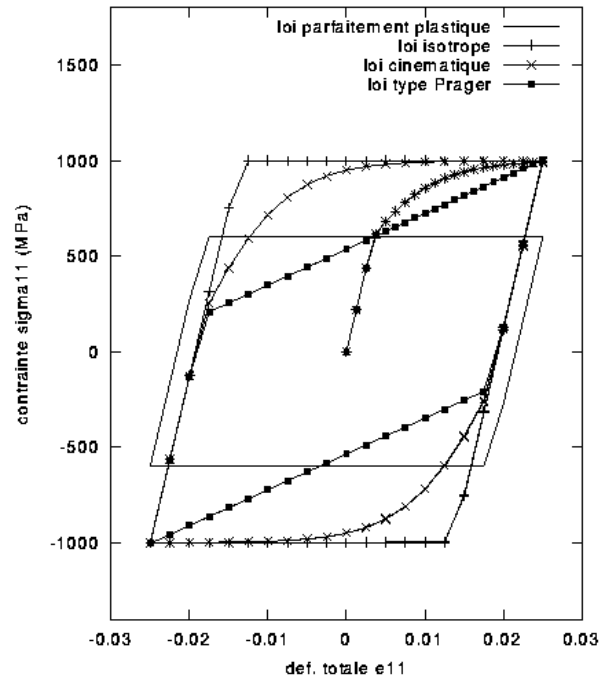


Figure VIII.20 : simulation sur un élément de volume des lois utilisées en déformation imposée ; (a) traction simple, (b) traction-compression

VIII.2.3 Résultats sur éprouvette sans entaille

Avant d'aborder plus en détail la fermeture de fissure calculée dans une éprouvette entaillée, nous allons présenter l'influence de plusieurs effets jouant un rôle significatif sur la fermeture. L'effet de petite fissure, l'effet de loi de comportement et l'effet du chargement appliqué sont présentés dans ce paragraphe sur une géométrie sans entaille. Dans le paragraphe suivant, consacré aux éprouvettes entaillées, nous aborderons l'effet de confinement plastique qui est particulièrement accentué sur ce type de géométrie. Ces effets ont été étudiés en utilisant soit la loi de comportement CDM, soit la loi SNECMA pour des raisons de rapidité de calculs.

VIII.2.3.1 Effet de fissure courte

Nous avons représenté à la figure VIII.19, l'évolution du niveau de fermeture typiquement rencontrée lorsque la longueur de fissure augmente. Les résultats représentés sur cette figure ont été obtenus avec la loi CDM. Sur une éprouvette sans entaille, les calculs numériques permettent de retrouver l'effet reconnu par beaucoup comme responsable des anomalies observées sur les petites fissures. A titre de rappel, cet effet se caractérise, comme le montre l'évolution représentée sur cette figure, par une augmentation progressive de la fermeture jusqu'à une valeur maximale que nous avons noté $S_{ouv}/S_{max|stab}$. Lorsque l'avancée de la fissure est faible, il y a très peu de fermeture ce qui caractérise un régime de petite fissure. En revanche, lorsque la fissure est de taille plus importante, il est possible d'établir un régime de fissure longue à partir duquel le niveau de fermeture ne change plus. Sur les éprouvettes sans entaille, l'écart de fermeture entre ces deux régimes constitue en grande partie l'origine des écarts de vitesses observées entre fissure longue et fissure courte. Pour cela, on se ramènera au chapitre I de ce mémoire.

VIII.2.3.2 Influence de la loi de comportement

L'influence du type de loi de comportement sur la fermeture de fissure a été également testée en utilisant des lois de comportement hypothétiques. La plupart des travaux numériques et analytiques ont abordé l'effet de fermeture en introduisant des modèles de lois de comportement simples tels que les modèles plastique parfait et isotrope linéaire. **Wang et al. (1998)** ont réussi à prendre en compte de façon semi-analytique, le coefficient d'écrouissage du matériau dans le calcul de la fermeture de fissure. Mais, cette approche ne tient absolument pas compte du type d'écrouissage décrit (cinématique ou isotrope). Cependant, Pommier et al. (1997) ont dégagé certaines tendances concernant cet effet, à partir d'une loi isotrope non linéaire et d'une loi cinématique non linéaire, décrivant le comportement de l'alliage N18. Les conclusions obtenues par ces auteurs, à $R = 0$, semblent montrer qu'il n'y a pas d'effet entre ces deux types d'écrouissage à ce rapport de charge. En revanche, pour $R = -1$, des différences significatives apparaissent. En effet, la fermeture de fissure semble plus importante lorsque l'écrouissage est exclusivement isotrope. Les auteurs ont tenté d'expliquer ces écarts en supposant qu'au cours du déchargement, l'écrouissage isotrope entraîne de plus grandes contraintes de compression que l'écrouissage cinématique. Cependant, il nous semble que les résultats obtenus à partir de $R = 0$, doivent être également capables de rendre compte de cette différence. De plus, quelles sont les conséquences sur le niveau de fermeture calculé, si nous utilisons des lois de nature très différente, par exemple, un comportement parfaitement plastique comparé à un comportement de type Prager (cinématique linéaire) ?

Pour conclure clairement, nous avons étudié des longueurs de fissure plus importantes que celles envisagées dans la modélisation de Pommier et al., qui sont inférieures à 200 μm .

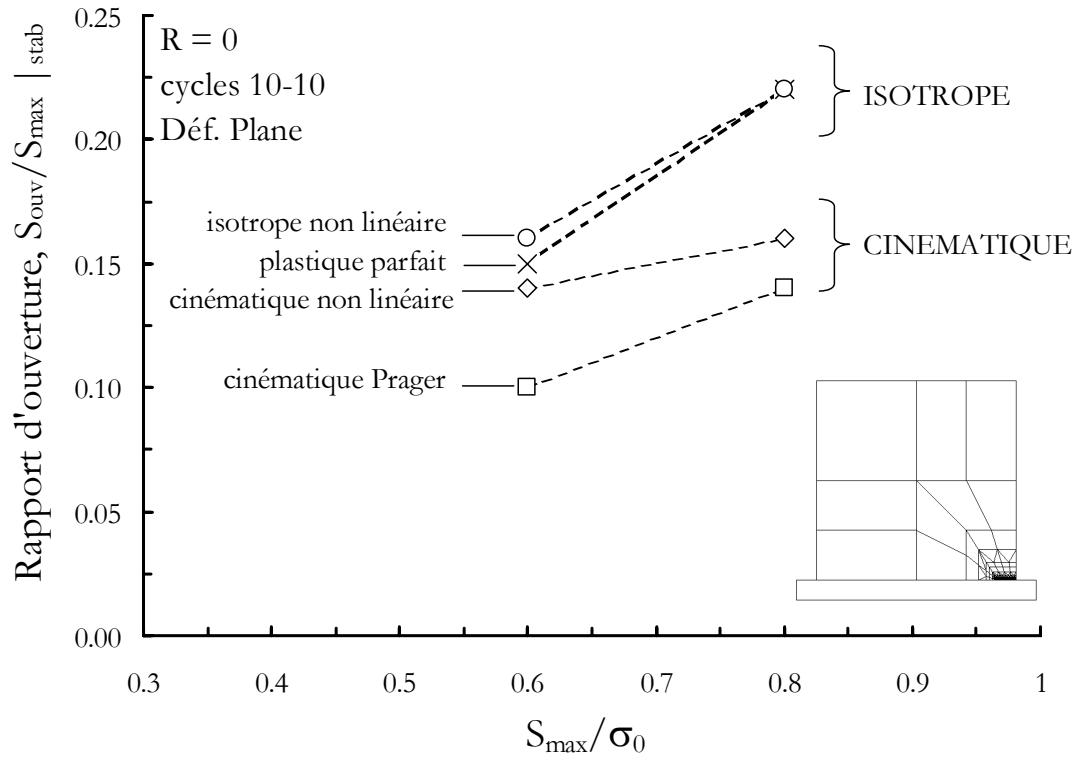


Figure VIII.21 : effet du type d'écrouissage sur la valeur stabilisée de la fermeture de fissure (Déformation Plane)

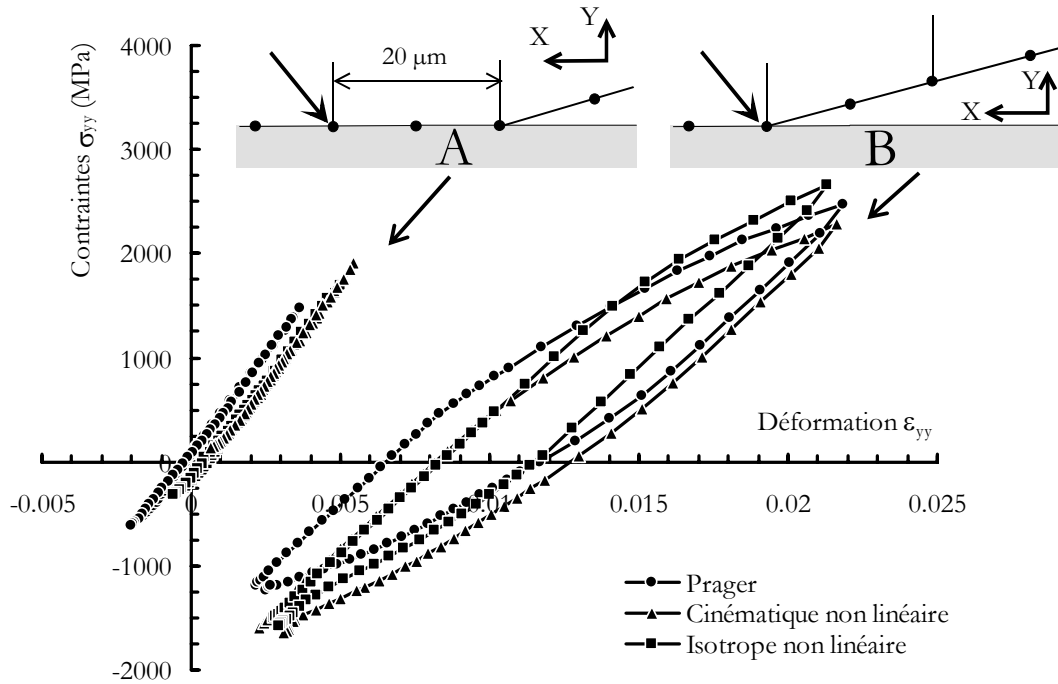


Figure VIII.22 : comparaison des boucles en pointe de fissure et à 20 μm devant la pointe

Nous avons réalisé une étude numérique en utilisant quatre types de lois hypothétiques qui se distinguent seulement par le caractère plus ou moins marqué de l'écrouissage cinématique. Les aspects liés à la viscosité ont été écartés.

Jeu de lois de comportement utilisées

Les 4 modèles de comportement utilisés pour réaliser les calculs numériques de fermeture sont les suivants :

- un modèle d'écrouissage parfaitement plastique tel que :

$$\sigma = \sigma_0 \text{ où } \sigma_0 \text{ est la limite d'élasticité théorique.}$$

- un modèle d'écrouissage isotrope non linéaire tel que :

$$\sigma = \sigma_0 + Q[1 - \exp(-b \cdot p)]$$

- un modèle d'écrouissage cinématique non linéaire

$$\sigma = \sigma_0 + X \text{ avec } \dot{X} = \frac{2}{3} C \dot{\epsilon}_p - D \cdot \dot{p} \cdot X$$

- un modèle d'écrouissage de type Prager

$$\sigma = \sigma_0 + X \text{ avec } X = 2/3 \cdot C \cdot \epsilon_p$$

Les constantes d'élasticité ont été fixées à $E = 175 \text{ GPa}$ et $\nu = 0.3$. Les coefficients (R_0, Q, b, C et D) ont été identifiés pour simuler le comportement d'un matériau de limite d'élasticité $\sigma_0 = 600 \text{ MPa}$, avec un écrouissage maximum de 400 MPa et une stabilisation rapide des boucles σ - ϵ (2 cycles maximum). Les coefficients qui ont été déterminés sont présentés dans le tableau VIII.2. Les coefficients des lois isotrope et cinématique non linéaires ont été calculés de manière à avoir une première mise en charge identique avec les deux lois, c'est-à-dire que $b = D$ et $Q = C/D$. De plus, nous avons fait en sorte que les contraintes calculées soient identiques pour une déformation de 2.5 % avec la loi isotrope, la loi cinématique et la loi de type Prager. A titre indicatif, les résultats sont comparés sur la figure VIII.20 pour un chargement monotone et un chargement à déformation cyclique imposée symétrique.

Description des calculs de propagation par libération de nœuds

Les calculs ont été réalisés sur le maillage sans entaille. La longueur initiale de la fissure est $10.4 \mu\text{m}$ ($= 1/2$ élément). La libération des nœuds est identique à celle présentée au début de ce paragraphe.

type de loi	écrouissage isotrope			écrouissage cinématique	
	$\sigma_0 \text{ (MPa)}$	b	$Q \text{ (MPa)}$	C	D
parfait plastique	600	-	-	-	-
isotrope non linéaire	600	200	400	-	-
cinématique non linéaire	600	-	-	80000	200
cinématique linéaire (Prager)	600	-	-	21000	-

Tableau VIII.2 : coefficients des lois de comportement simulées

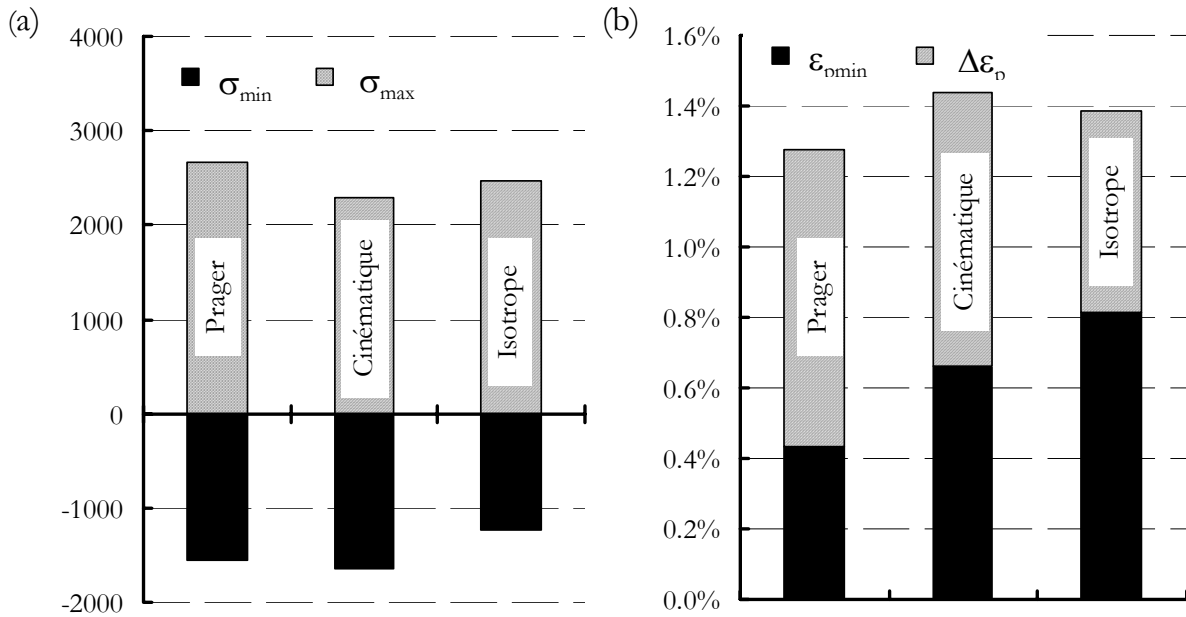


Figure VIII.23 : différences observées entre les lois sur les boucles de chargement en pointe de fissure ($a = 728 \mu\text{m}$, $S_{\max}/\sigma_0 = 0.8$)

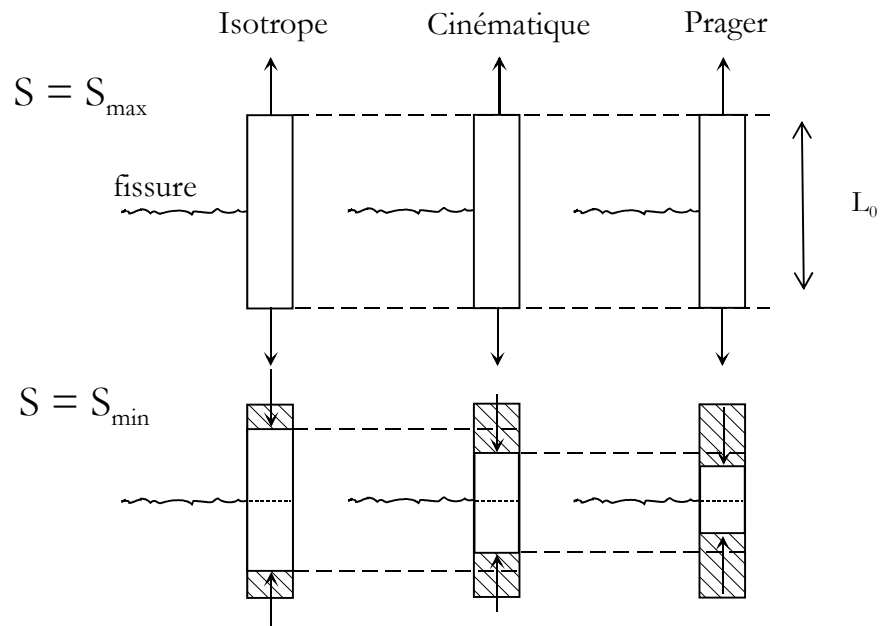


Figure VIII.24 : explication mécanique de l'influence de la loi de comportement sur la fermeture

La propagation des fissures a été réalisée jusqu'à une profondeur de 1 mm. Deux niveaux de chargement ont été étudiés avec des cycles 10-10 et un rapport de charge $R = 0$:

$$S_{\max}/\sigma_0 = 0.6 \text{ et } S_{\max}/\sigma_0 = 0.8, \text{ où } \sigma_0 \text{ est la limite d'élasticité prise à } 600 \text{ MPa.}$$

Résultats

Nous avons constaté que la loi de comportement a une influence sur le niveau d'ouverture stabilisé de la fissure, $S_{\text{ouv}}/S_{\max} |_{\text{stab}}$ (figure VIII.21). Ces résultats sont indépendants de la longueur de la fissure initiale, prise à un demi élément dans cette modélisation. Les écarts les plus grands apparaissent au plus fort niveau de chargement appliqué ($S_{\max}/\sigma_0 = 0.8$). Pour chaque niveau de chargement, une même tendance peut être dégagée. L'écrouissage isotrope non linéaire et le comportement plastique parfait fournissent des résultats similaires. En revanche, les écrouissages cinématiques linéaire et non linéaire présentent des niveaux de fermeture significativement plus faibles que ceux obtenus avec l'écrouissage isotrope. Ce résultat est différent de celui présenté par Pommier et al. (1997) à $R = 0$. Nous avons remarqué que cette différence apparaît très peu lorsque la fissure est de petite taille, ce qui tend à expliquer les résultats obtenus par ces auteurs. De toute évidence, il est possible de classer par ordre d'influence sur la fermeture de fissure, chacune des lois hypothétiques présentées.

Pour interpréter ces différences entre les lois, nous avons comparé la forme des boucles contraintes et déformations calculées en pointe de fissure sur le cycle qui précède la libération du nœud. Deux positions ont été prises en compte : un nœud à une distance de 20 μm (un élément du maillage) de la pointe de la fissure (cas A) et le nœud en pointe de fissure (cas B). Les résultats sont présentés pour chaque cas, à la figure VIII.22, lorsque la longueur de fissure a atteint 728 μm et que S_{\max}/σ_0 vaut 0.8. En examinant, sur cette figure, les boucles obtenues à 20 μm devant la pointe (cas A), il semble que les contraintes de compression, apparaissant lorsque la fissure est totalement déchargée, sont plus grandes avec la loi présentant le plus fort écrouissage cinématique. Mais cette remarque n'est plus vérifiée lorsque le nœud en pointe de fissure va être libéré (cas B). En revanche, il est possible de constater une augmentation significative de l'amplitude de déformation plastique entre ces deux états. Deux analyses différentes peuvent être faites. La première prend en compte la contrainte (figure VIII.23a). L'autre repose sur l'emploi des déformations plastiques (figure VIII.23b). Sur la figure VIII.23a, les amplitudes de contraintes calculées sont très peu différentes d'une loi à l'autre, tout comme la contrainte de compression au déchargement. Les écarts sur ces valeurs ne semblent donc pas pouvoir expliquer clairement les différences observées sur les niveaux de fermeture. En revanche, sur la figure VIII.23b, il apparaît que la déformation plastique minimale et, surtout, l'amplitude de déformation plastique sont plus importantes lorsque les simulations sont faites avec les lois ayant permis d'obtenir un faible effet de fermeture, comme la loi de type Prager.

Ce résultat peut s'interpréter de la façon suivante. Nous avons modélisé à la figure VIII.24 l'écrouissage du matériau en pointe de fissure par une bande de matière étirée. En supposant qu'à la charge maximale, cette bande de matière est à peu près identique avec chaque loi de comportement, la différence va se faire principalement au cours du déchargement. L'amplitude de déformation plastique étant plus faible avec un écrouissage isotrope qu'avec un écrouissage cinématique, lorsque la charge appliquée vaut S_{\min} , la bande de matière résiduelle sera donc plus importante dans le premier cas que dans le second. Les cycles suivants, cette bande de matière se déplace sur les lèvres. La présence d'une bande plus importante avec l'écrouissage isotrope entraînera donc plus de fermeture qu'avec un écrouissage cinématique. En toute rigueur, notre modélisation par bande doit être menée avec certaines précautions en Déformation Plane, car le mécanisme de fermeture est très différent de celui observé en Contrainte Plane.

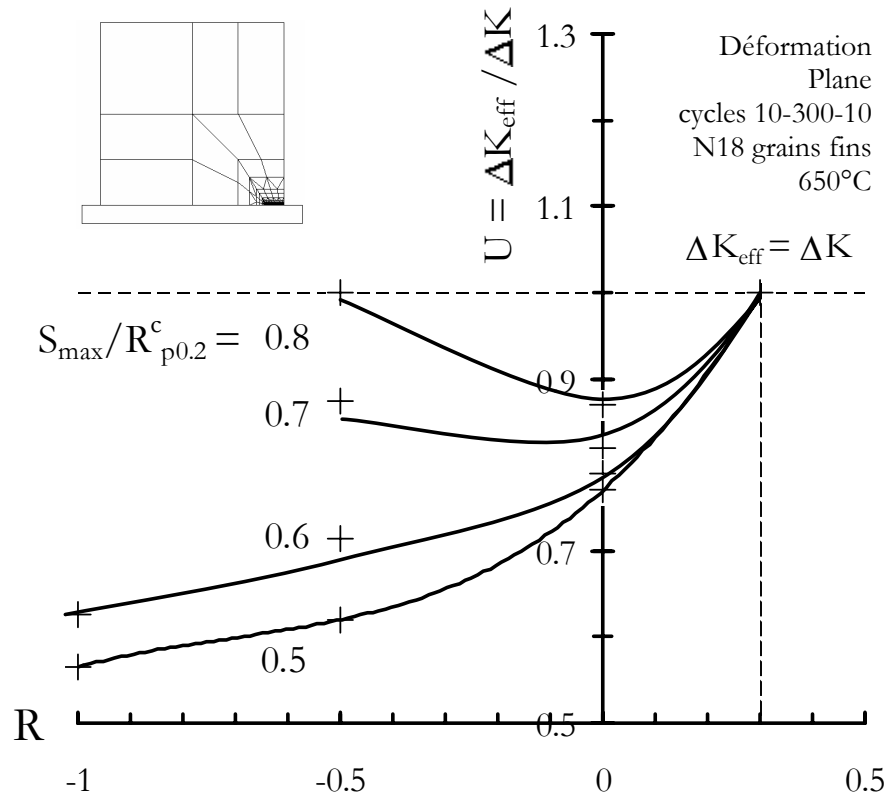


Figure VIII.25 : niveaux de fermeture calculés en Déformation Plane en fonction du rapport de charge et de S_{max}/σ_0

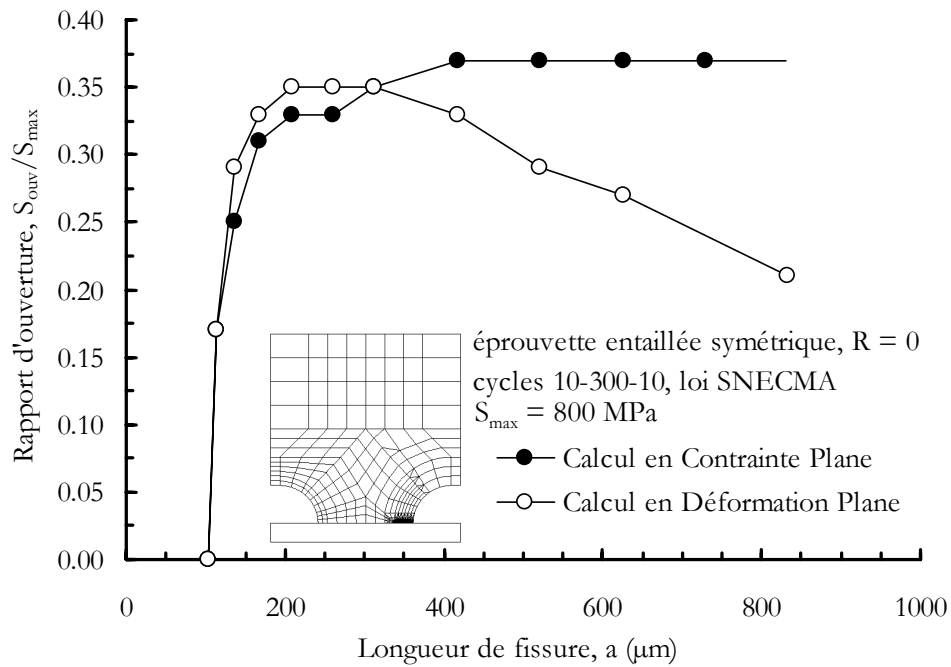


Figure VIII.26 : influence du confinement plastique sur la fermeture de fissure dans une éprouvette entaillée

Il serait intéressant de réaliser des travaux complémentaires sur cet aspect. Cependant, nous pouvons proposer un classement par ordre croissant de l'influence du type d'écrouissage sur la fermeture de fissure :

Cinématique linéaire \leq Cinématique non linéaire $<$ Plastique parfait \approx Isotrope non linéaire

Plusieurs conséquences semblent découler de ces résultats. D'une part, l'importance de chaque type d'écrouissage donné dans l'identification d'une loi de comportement joue un rôle significatif sur les niveaux de fermeture calculés. Cette remarque se rapporte notamment au chapitre IV où il a été montré que plusieurs lois de comportement peuvent décrire le comportement de l'alliage N18 en faisant appel à un écrouissage cinématique plus ou moins marqué. D'autre part, il semble préférable d'utiliser un matériau fortement isotrope pour dimensionner une structure, ce qui est envisageable par des traitements thermiques appropriés.

VIII.2.3.3 Effets du chargement (effets de $S_{\max}/R_{p0.2}^c$ et de R)

rapports d'ouverture $S_{\text{ouv}}/S_{\text{max}} _{\text{stab}}$	R = -1	R = -0.5	R = 0	R = 0.3
$S_{\max} = 600 \text{ MPa}$	-0.13	0.07	0.23	0.3
$S_{\max} = 700 \text{ MPa}$	-0.25	-0.07	0.21	0.3
$S_{\max} = 800 \text{ MPa}$	-	-0.31	0.18	0.3
$S_{\max} = 900 \text{ MPa}$	-0.34	-0.5	0.13	0.3
700 MPa (Pommier, 1997)	-	-	0.27	-
900 MPa (Pommier, 1997)	-	-	0.19	-

Tableau VIII.3 : calculs de fermeture sur éprouvette sans entaille avec l'alliage N18 à 650°C

Plusieurs calculs ont été réalisés avec la loi CDM en faisant varier la charge S_{\max} et le rapport de charge R (tableau VIII.3). Les coefficients de fermeture U obtenus à partir de ces résultats sont représentés à la figure VIII.25. Ces résultats sont en accord avec le niveau de fermeture déterminé expérimentalement au chapitre III sur les éprouvettes KB2.5 ($S_{\text{ouv}}/S_{\max} = 0.24$ avec $R = 0.1$ et $S_{\max} = 650 \text{ MPa}$). Les calculs numériques réalisés avec $R = 0.3$ ont permis de montrer qu'il n'y a plus d'effet de fermeture à ce rapport de charge sur l'alliage N18 grains fins à 650°C, ce qui est également en accord avec les résultats expérimentaux. De plus, en augmentant la charge appliquée, le niveau de fermeture diminue. Il en va de même en abaissant le rapport de charge, comme l'ont observé Pommier et al. (1997). Cependant, d'après la figure VIII.25, il semble que ce résultat ne soit plus vérifié pour de fortes charges appliquées avec un rapport R négatif. Dans ce cas, il convient de prendre certaines précautions dans l'interprétation de ces résultats, car nous avons eu des difficultés pour déterminer avec précision la valeur stabilisée du niveau d'ouverture. Enfin, ces résultats sont comparés en annexe F avec ceux obtenus par **Pommier (1995)**. Les niveaux de fermeture que nous avons calculés sont légèrement inférieurs à ceux de cette étude. Il s'agit probablement d'un effet lié au type de loi de comportement utilisée, car les calculs de Pommier ont été réalisés avec une loi SNECMA de nature fortement isotrope.

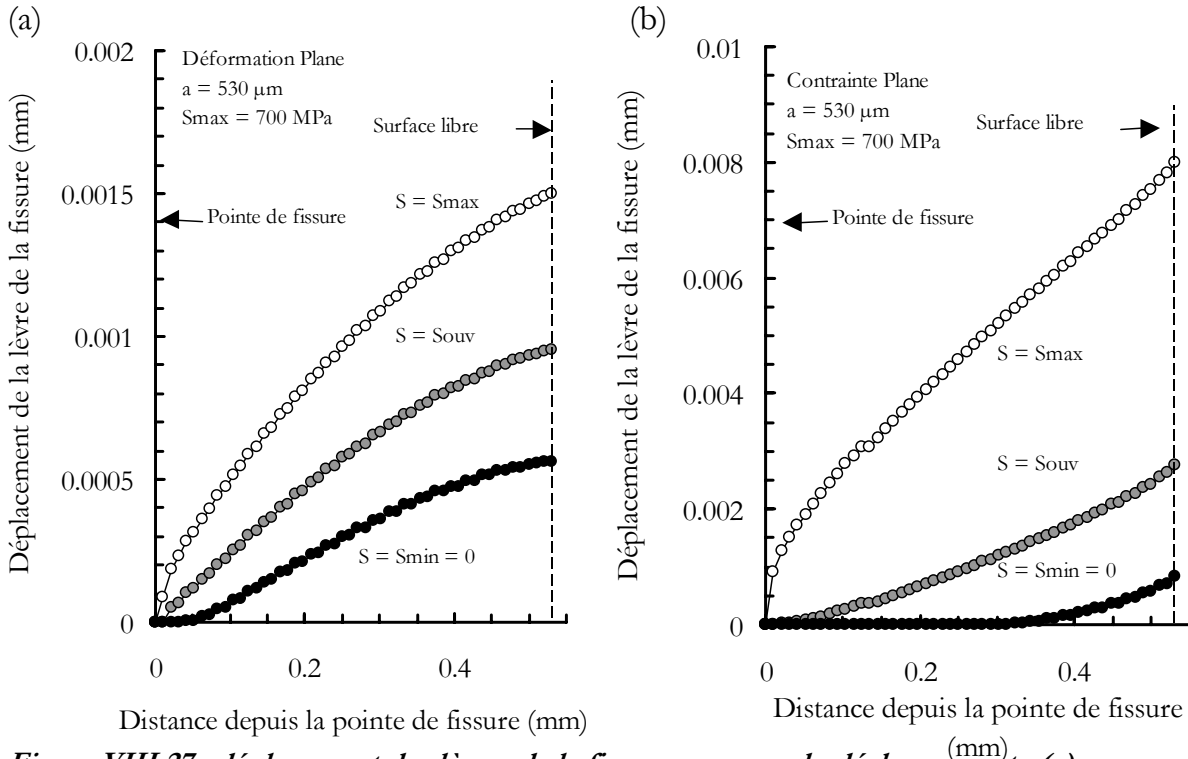


Figure VIII.27 : déplacement des lèvres de la fissure au cours du déchargement : (a) Déformation Plane ; (b) Contrainte Plane

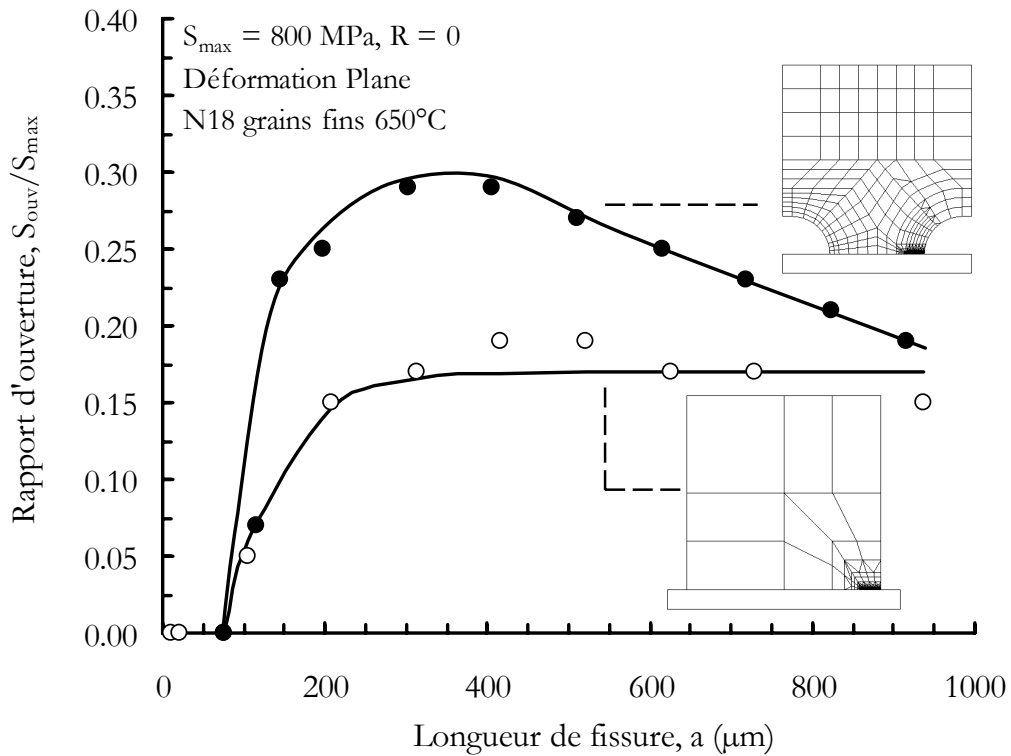


Figure VIII.28 : comparaison entre une éprouvette sans entaille et une éprouvette entaillée

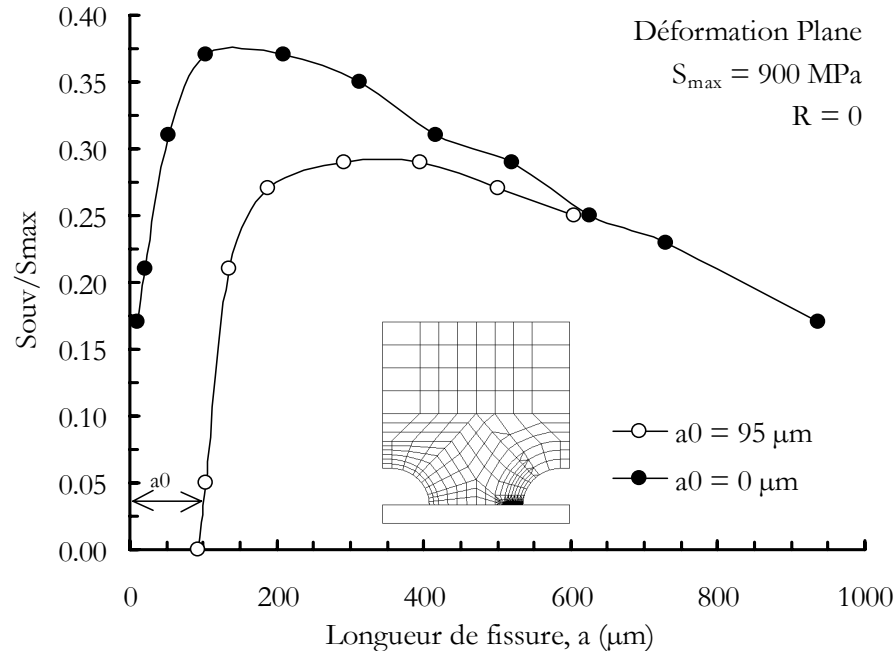


Figure VIII.29 : influence de la longueur initiale de fissure dans une éprouvette entaillée

VIII.2.4 Résultats sur éprouvette entaillée symétrique

VIII.2.4.1 Effet du confinement plastique

Les résultats typiques sur les éprouvettes entaillées, obtenus en utilisant une loi SNECMA, sont représentés à la figure VIII.26. Comme pour les éprouvettes sans entaille, on distingue plusieurs stades de fermeture de la fissure au cours de la propagation. Un premier stade de propagation est lié à un régime de petite fissure. Celui-ci se caractérise par une augmentation rapide du niveau d'ouverture. Vers une longueur de fissure d'environ $300 \mu\text{m}$ dans l'exemple présenté, l'ouverture atteint son niveau le plus élevé. Deux types de comportement se distinguent ensuite suivant l'état de confinement plastique pris en compte. En Contrainte Plane, le niveau d'ouverture reste à peu près constant comme sur les éprouvettes sans entaille. En revanche, en Déformation Plane, le niveau d'ouverture diminue de façon significative. Ce type de comportement a été également observé par Fleck (1986). Cet auteur suppose que la décroissance du niveau d'ouverture en Déformation Plane, est due à une "instabilité" numérique liée à l'augmentation progressive de la contrainte T à la charge maximale. Celui-ci montre que cet effet est plus accentué avec certaines géométries d'éprouvette et si la propagation de la fissure est prolongée, les effets de fermeture peuvent disparaître. Nous avons également observé ce type de comportement en Déformation Plane avec des essais comportant un rapport de charge négatif. Cette décroissance du niveau de fermeture s'accompagne d'un changement de la forme prise par la lèvres de la fissure à ce stade (figure VIII.27). Lorsque la fissure est suffisamment longue (environ $530 \mu\text{m}$ dans l'exemple), la fissure s'incurve en Déformation Plane et la fermeture ne se produit plus que sur quelques nœuds près de la pointe (figure VIII.27a), ce qui est différent du mode de fermeture observé en Contrainte Plane (figure VIII.27b). Dans la suite de l'étude, nous avons utilisé les résultats obtenus en Déformation Plane en ne considérant pas cette diminution du rapport d'ouverture.

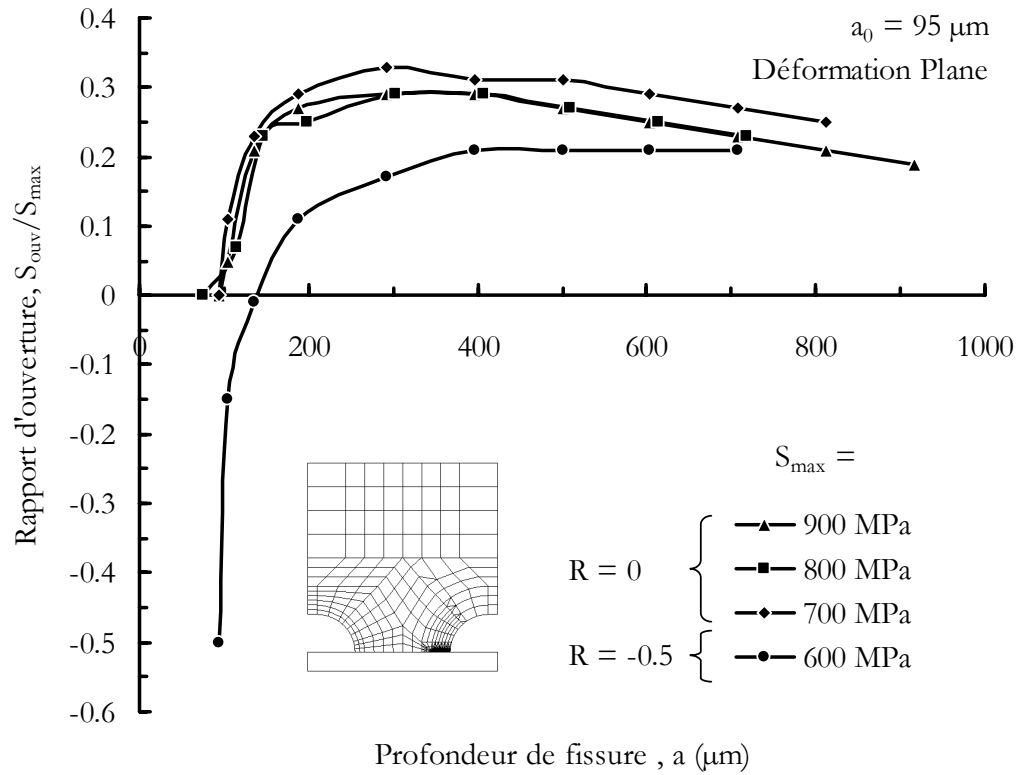


Figure VIII.30 : effet du chargement sur le niveau de fermeture (S_{max}) dans les éprouvettes entaillées

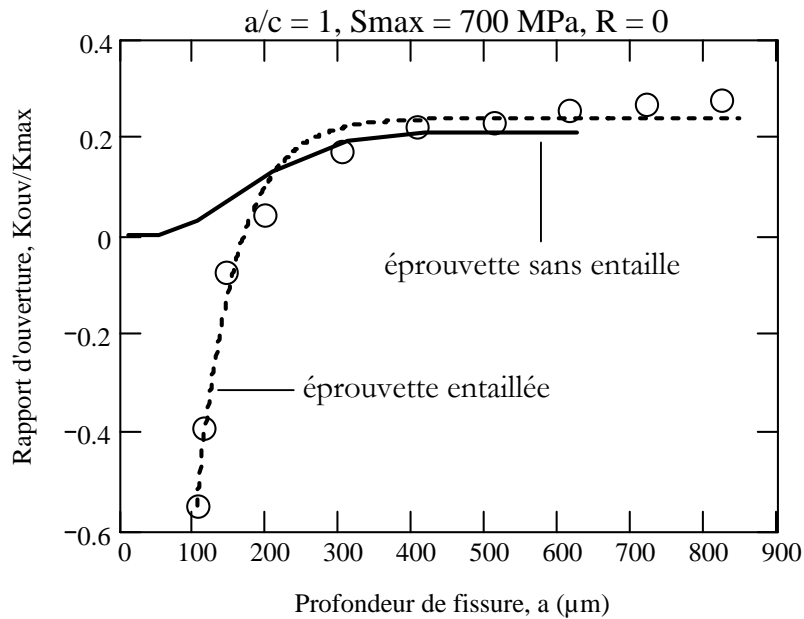


Figure VIII.31 : écart du rapport d'ouverture en terme de FIC entre une éprouvette sans entaille et une éprouvette entaillée. La longueur initiale de la fissure sur le calcul de l'éprouvette entaillée est de $104 \mu m$

Autrement dit, le niveau de fermeture a été maintenu constant dès que la longueur de la fissure a permis à ce niveau d'atteindre sa valeur maximale. Ce choix sera validé en partie au chapitre suivant par les résultats expérimentaux. Ces résultats montrent également les limitations de l'emploi d'une modélisation 2D par éléments finis, comme celle réalisée dans cette étude.

VIII.2.4.2 Comparaisons entre éprouvette sans entaille et éprouvette entaillée

Les résultats entre une éprouvette entaillée et une éprouvette sans entaille sont comparés à la figure VIII.28. Pour établir ces résultats, nous avons utilisé la loi CDM. Typiquement, les niveaux de fermeture sont supérieurs dans les éprouvettes entaillées que dans les éprouvettes sans entaille, du moins lorsque la fissure est inférieure à 400 μm . Cependant, d'un point de vue mécanique, cette comparaison ne peut s'interpréter qu'à partir du rapport d'ouverture $K_{\text{ouv}}/K_{\text{max}}$ conduisant, comme nous allons le voir, à un résultat opposé.

VIII.2.4.3 Effets du chargement

Un point important de la modélisation sur les éprouvettes entaillées est la longueur du défaut initial. En effet, des variations importantes du niveau de fermeture, probablement liées à l'effet de petite fissure, apparaissent lorsque la taille du défaut initial est augmentée (figure VIII.29). Dans la suite de la modélisation, nous n'avons conservé que les résultats obtenus avec une longueur initiale de 95 μm représentant la dimension moyenne du défaut semi-circulaire usiné par électro-érosion. L'influence du chargement appliqué en Déformation Plane est représentée à la figure VIII.30. Pour les essais à $R = 0$, nous n'avons pas observé de différence importante pour les chargements explorés, S_{max} allant de 600 MPa à 900 MPa. En revanche, les niveaux de fermeture diminuent de façon significative avec le rapport de charge lorsque la fissure est de petite taille.

VIII.2.4.4 Calcul du coefficient d'ouverture $U = \Delta K_{\text{eff}} / \Delta K$ dans les éprouvettes entaillées

Le calcul du rapport d'ouverture, $K_{\text{ouv}}/K_{\text{max}}$, est obtenu de façon immédiate à partir de $S_{\text{ouv}}/S_{\text{max}}$ dans une éprouvette sans entaille ($K_{\text{ouv}}/K_{\text{max}} = S_{\text{ouv}}/S_{\text{max}}$). A cause des méthodes de calculs de FIC, le rapport $K_{\text{ouv}}/K_{\text{max}}$ est différent du rapport $S_{\text{ouv}}/S_{\text{max}}$ dans une éprouvette entaillée. Deux méthodes ont donc été utilisées pour calculer ce rapport. D'après la méthode proposée par Pommier (1995), le calcul de $K_{\text{ouv}}/K_{\text{max}}$ s'obtient en calculant, pour chaque valeur de S_{ouv} , le profil de contraintes associé à cette charge appliquée dans l'éprouvette entaillée sans fissure. La valeur de K_{ouv} correspondante peut être ensuite calculée à partir de ce profil. Une autre méthode, d'emploi plus simple, évite cette étape un peu contraignante en tenant compte du coefficient de fermeture U défini par Elber (1970) de la façon suivante :

$$U = \frac{\Delta K_{\text{eff}}}{\Delta K} = \frac{K_{\text{max}} - K_{\text{ouv}}}{K_{\text{max}} - K_{\text{min}}} = \frac{S_{\text{max}} - S_{\text{ouv}}}{S_{\text{max}} - S_{\text{min}}} \quad (\text{VIII.3})$$

Nous montrons en annexe F que ces deux méthodes conduisent à des résultats identiques pour tous les chargements appliqués que nous avons étudiés. Nous avons représenté à la figure VIII.31 l'évolution du rapport $K_{\text{ouv}}/K_{\text{max}}$ typiquement obtenue sur une éprouvette entaillée et sur une éprouvette sans entaille. Cette figure montre, d'une part, que le rapport $K_{\text{ouv}}/K_{\text{max}}$ obtenu sur une éprouvette entaillée est différent du rapport $S_{\text{ouv}}/S_{\text{max}}$ (figure VIII.30). D'autre part, il apparaît que l'écart le plus important entre ces deux géométries intervient lorsque la fissure est de petite taille ($< 200 \mu\text{m}$).

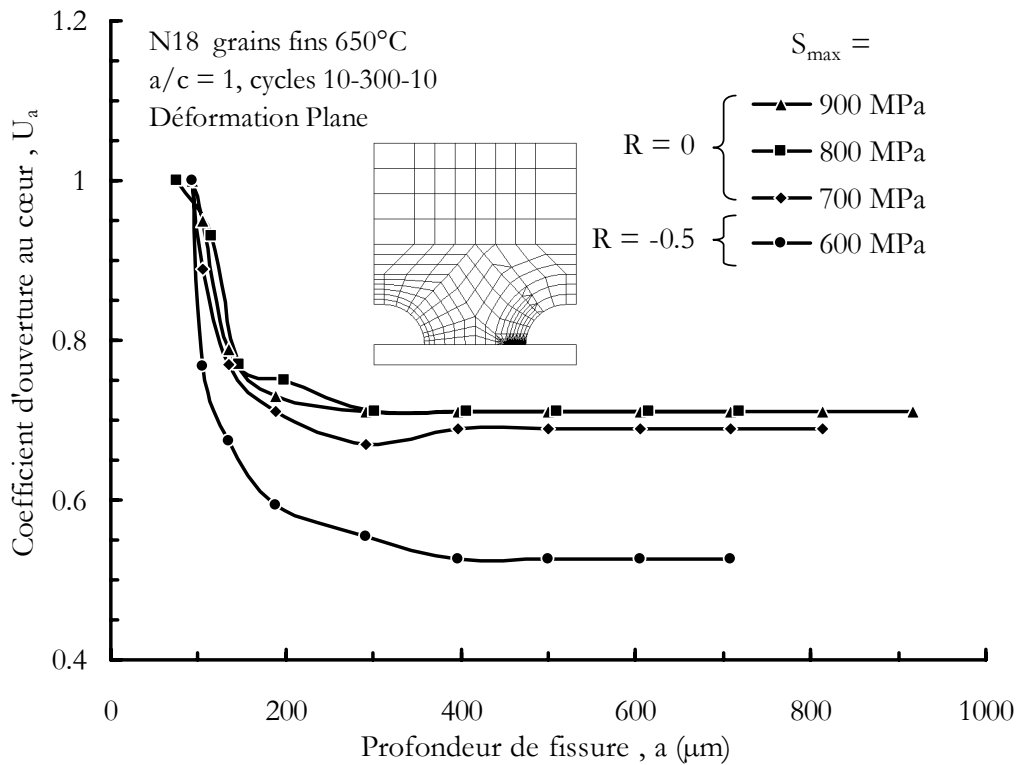


Figure VIII.32 : coefficients de fermeture calculés au cœur de l'éprouvette entaillée symétrique

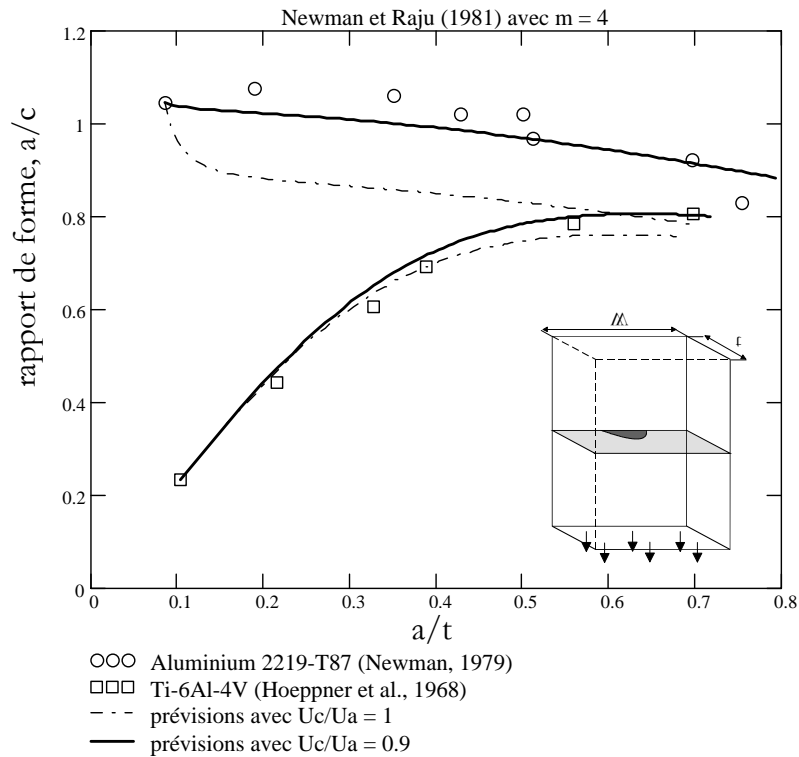


Figure VIII.33 : prévisions du rapport de forme de fissure dans une éprouvette sans entaille

Dans ce cas, l'amplitude effective du chargement appliquée, ΔK_{eff} , est plus grande sur une éprouvette entaillée que sur une éprouvette lisse. En revanche, ces différences disparaissent lorsque la fissure est longue. Le coefficient de fermeture au cœur de l'éprouvette entaillée, U_a , a été calculé sur tous les essais réalisés, à partir des résultats obtenus au cours des simulations numériques en Déformation Plane. Celui-ci a été représenté à la figure VIII.32, à titre d'exemple, pour 4 chargements appliqués différents. Sur cette figure, les plus grands effets de fermeture apparaissent pour les rapports de charges négatifs.

VIII.3 CALCULS DE LA FERMETURE A LA SURFACE DE L'ÉPROUVETTE

VIII.3.1 Technique de calcul sur les éprouvettes sans entaille

La démarche utilisée par Jolles et Tortoriello (1983) sur une fissure semi-elliptique sous chargement uniforme repose sur la mesure et la prévision du front de la fissure au cours de sa propagation. La prévision du rapport de forme de la fissure, a/c , est obtenue à partir du facteur d'intensité de contraintes. En effet, en supposant que les caractéristiques du matériau sont conservées dans chaque direction de propagation, la vitesse de propagation de fissure en terme d'amplitude effective, ΔK_{eff} , sera la même en surface et à l'intérieur de l'éprouvette, sans privilégier de direction. Il est donc possible d'écrire les relations suivantes :

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta K_{eff}|_a)^n \quad \text{au cœur de l'éprouvette} \quad (\text{VIII.4})$$

$$\frac{dc}{dN} = C(\Delta K_{eff}|_c)^n \quad \text{à la surface de l'éprouvette} \quad (\text{VIII.5})$$

où C et n sont les constantes de la loi de Paris du matériau.

En superposant ces deux équations, il vient :

$$\frac{da}{dc} = \left(\frac{\Delta K_{eff}|_a}{\Delta K_{eff}|_c} \right)^n = \left(\frac{U_a \Delta K|_a}{U_c \Delta K|_c} \right)^n \quad (\text{VIII.6})$$

En l'absence de différence de fermeture sur le front de fissure ($U_a = U_c$) et en supposant que la fissure avance d'un incrément δc en surface, l'avancée δa au cœur de l'éprouvette sera donc :

$$\delta a = \left(\frac{\Delta K|_a}{\Delta K|_c} \right)^n \delta c \quad (\text{VIII.7})$$

Dans le cas contraire, si l'on prend en compte la différence de fermeture qui existe réellement, l'avancée de la fissure au cœur de l'éprouvette sera :

$$\delta a = \left(\frac{U_a \Delta K|_a}{U_c \Delta K|_c} \right)^n \delta c \quad (\text{VIII.8})$$

Le rapport de forme de la fissure a/c peut donc être calculé numériquement de façon itérative en écrivant que :

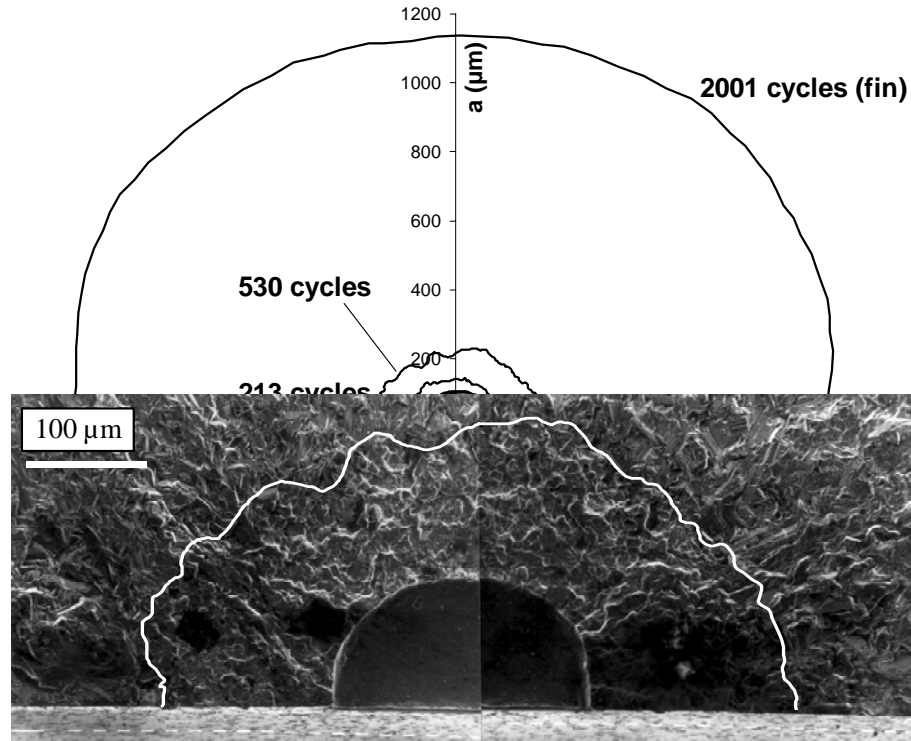


Figure VIII.34 : fronts de fissure obtenus expérimentalement sur des essais à $R = 0$ et $S_{max} = 900$ MPa interrompus à différents nombres de cycles dans une éprouvette entaillée

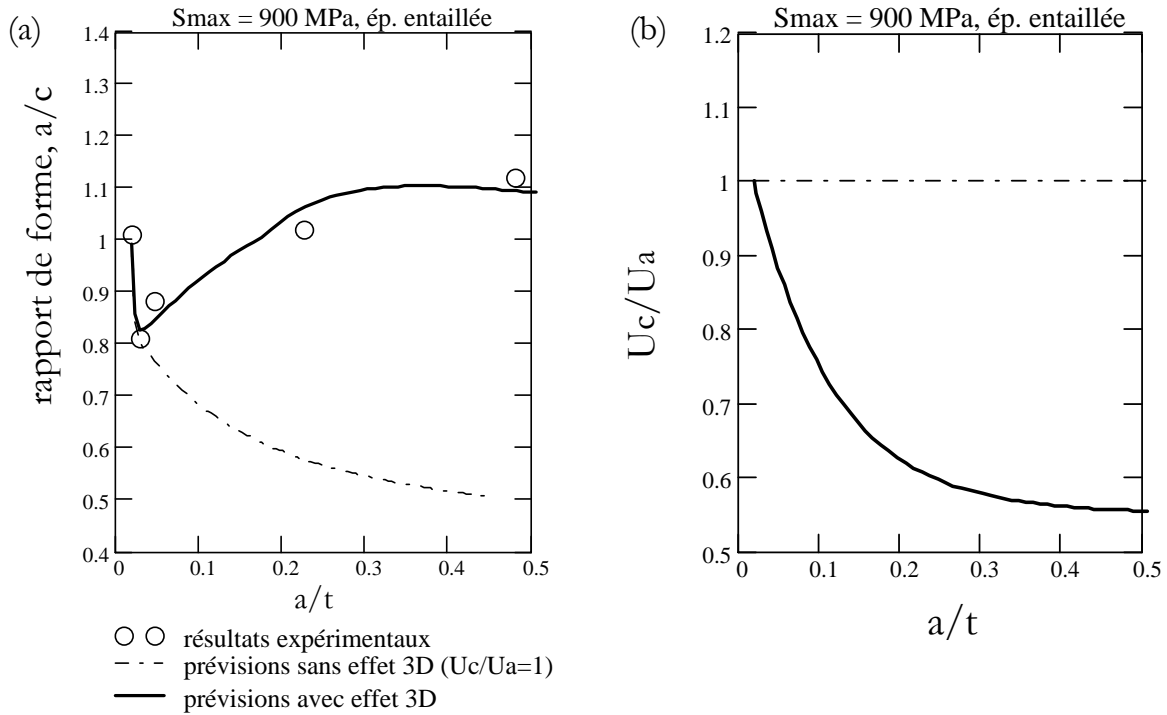


Figure VIII.35 : prévisions du rapport de forme a/c dans les éprouvettes entaillées symétriques, où t est l'épaisseur du ligament

$$\frac{a}{c} = \frac{a_0 + \delta a}{c_0 + \delta c} \quad (\text{VIII.9})$$

Les auteurs ont pu ainsi expliquer les écarts observés entre la prévision et l'expérience. En effet, les premières prévisions (Newman et Raju, 1981) obtenues sans considérer de variations de fermeture sur le front de la fissure ont permis de montrer que la forme d'équilibre du front sur ce type de géométrie devait tendre vers un rapport de forme de 0.8. Ces prévisions sont représentées à titre indicatif à la figure VIII.33 en trait mixte. En revanche, les mesures expérimentales ont montré qu'une fissure initialement semi-circulaire ($a/c = 1$) le restait au cours de sa propagation. L'avancée de la fissure au cœur de l'éprouvette semblait donc être plus rapide que ce que prévoyaient les calculs. Jolles et Tortoriello ont donc fait intervenir la différence de fermeture entre le cœur et la surface de l'éprouvette sous la forme de l'équation VIII.8. En appliquant cette relation, les prévisions et les mesures expérimentales, réalisées sur un alliage de titane, le TA6V, et sur un alliage d'aluminium, présentent alors une meilleure correspondance en prenant un rapport U_c/U_a de l'ordre de 0.9 (figure VIII.33). Cette valeur est également en accord avec les mesures de fermeture obtenues expérimentalement (tableau VIII.1).

VIII.3.2 Analyse du rapport de forme des fissures dans les éprouvettes entaillées symétriques

VIII.3.2.1 Rapports de forme expérimentaux déterminés par des essais interrompus

Nous avons donc utilisé ce principe pour déterminer l'écart de fermeture induit entre le cœur et la surface de l'éprouvette entaillée symétrique. Pour cela, des essais interrompus sur ces éprouvettes ont été réalisés avec des cycles 10-300-10 en prenant $R = 0$ et $S_{\max} = 900$ MPa. Ces essais ont été interrompus à un nombre de cycles différents. Chaque éprouvette a ensuite été amenée jusqu'à rupture avec des cycles de fréquence 10 Hz appliqués à l'ambiante, pour permettre le marquage du front de la fissure. Les fronts ont été mesurés à l'aide des fractographies sous MEB réalisées sur chaque faciès. Les mesures effectuées sont présentées aux figures VIII.34 et VIII.35. On peut constater, comme sur les éprouvettes sans entaille, que le rapport de forme de la fissure est proche de 1.

VIII.3.2.2 Application de la méthode proposée par Jolles et Tortoriello

La prévision sans effet de fermeture est comparée aux résultats expérimentaux sur la figure VIII.35, en trait discontinu. Le calcul de ΔK_a au point A et ΔK_c au point C a été effectué en utilisant la méthode de fonction de poids de Wang et Lambert présentée au chapitre VII. Le profil de contrainte utilisé est celui obtenu pour un chargement nominal de $S_{\max} = 900$ MPa et $R = 0$ (chapitre VI). Il est important de noter que l'amplitude de charge prise en compte n'est pas comprise entre zéro et le gradient de contraintes à la charge maximale, mais bien entre ce gradient et celui obtenu à la charge minimale (voir chapitre VI). De ce fait, l'amplitude appliquée est plus grande en surface qu'à l'intérieur de l'éprouvette. Cette première prévision représentée à la figure VIII.35a montre que le rapport de forme tend vers 0.5. Cette prévision est, comme pour les éprouvettes sans entaille, assez éloignée des mesures expérimentales. Pour retrouver les résultats expérimentaux, nous avons pris en compte un effet 3D de fermeture, représenté à la figure VIII.35b et tel que :

$$\frac{U_c}{U_a} = 0.55 + (1 - 0.55) \cdot \exp\left(-2 \cdot \frac{a - a_0}{t}\right) \quad (\text{VIII.10})$$

Dans l'équation (VIII.10), a_0 est la longueur initiale de fissure ($= 0.095$ mm). De plus, la longueur de fissure a et la largeur t de l'éprouvette sont en millimètres.

A titre de comparaison, l'effet 3D semble plus prononcé dans les éprouvettes entaillées symétriques ($U_c/U_a = 0.55$) que dans les éprouvettes où le chargement est uniforme ($U_c/U_a = 0.9$).

La correction apportée permet une meilleure prévision du rapport de forme (figure VIII.35a). Dans la suite de ce mémoire, nous ferons l'hypothèse que le rapport U_c/U_a ne varie pas d'un essai à l'autre. Cette hypothèse peut certainement être remise en cause et des travaux complémentaires devraient donner une meilleure estimation de ce rapport. Cependant, lorsque cette relation est appliquée sur un chargement et un rapport de forme initial différents, et comparée aux résultats obtenus dans la littérature, la prévision calculée semble encore assez bien respectée (figure VIII.36). Les rapports de forme mesurés par Pommier (1995) sont légèrement supérieurs à ceux obtenus avec notre prévision. Cette différence peut s'expliquer par le fait que la microstructure testée par Pommier est plus proche d'une microstructure intermédiaire, plus sensible aux effets d'environnement. Or, il a été observé qu'en présence d'un temps de maintien, ces effets entraînent un rapport de forme plus élevé que ceux obtenus en l'absence d'effet d'environnement.

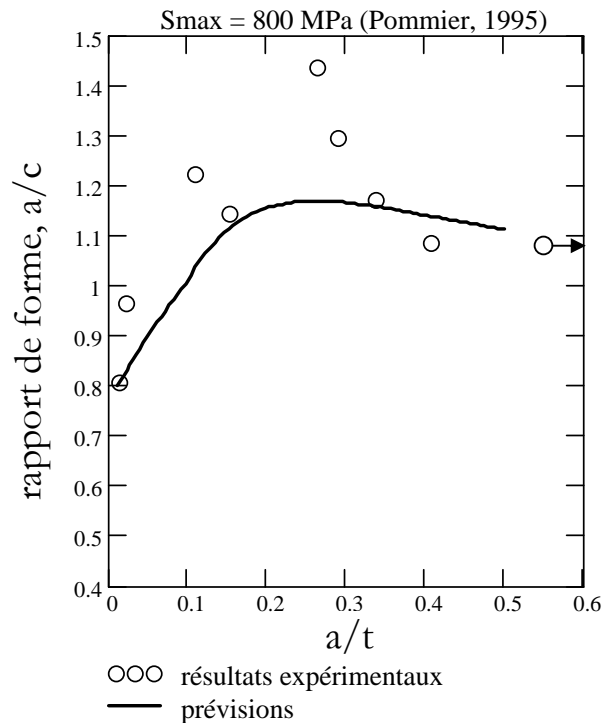


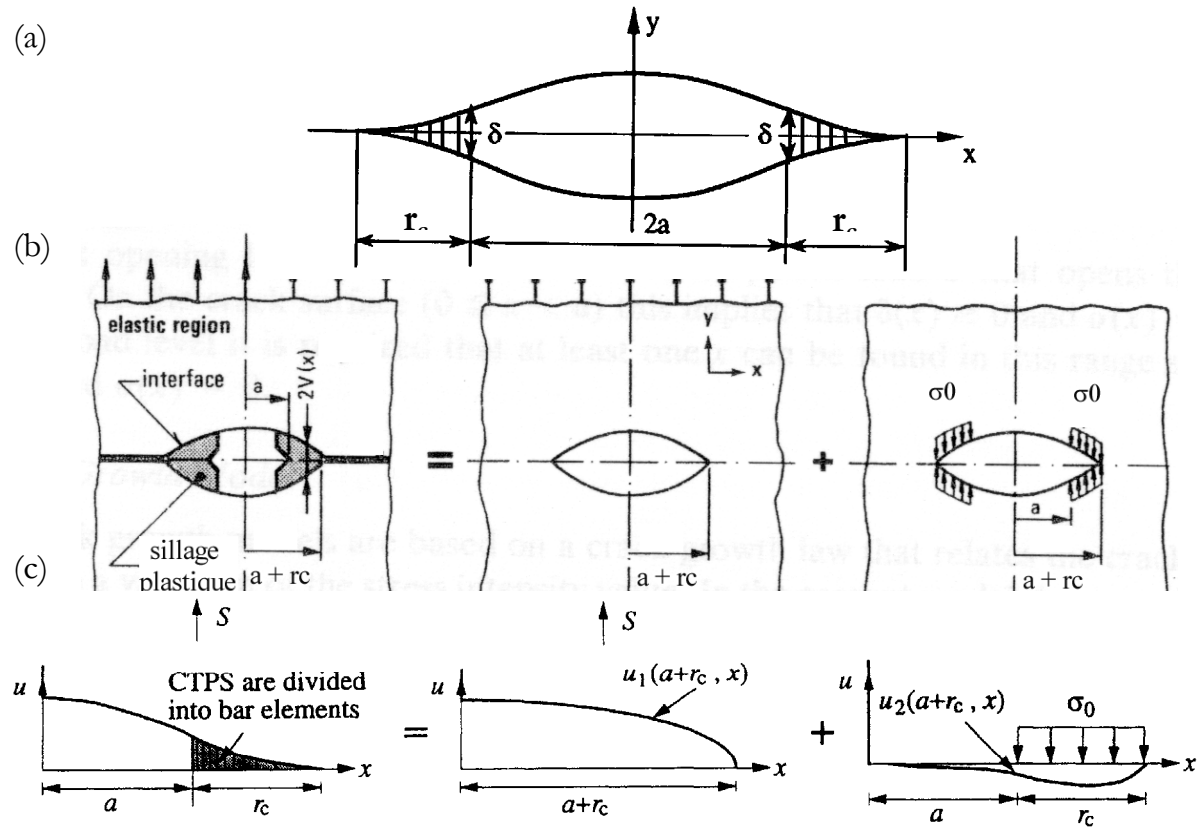
Figure VIII.36 : comparaisons des prévisions avec les résultats expérimentaux de Pommier (1995)

VIII.4 COMPARAISONS AVEC LE MODELE DE NEWMAN

La mise en œuvre de la méthode par éléments finis étant relativement lourde, nous avons cherché à comparer ces résultats avec ceux obtenus à l'aide d'un modèle analytique plus simple. Plusieurs types de modèles, empiriques ou analytiques (Walker (1970), De Koning (1981), Van Stone et al. (1988), Pommier et al. (1997)...) ont permis d'étudier de façon simplifiée la fermeture de fissure en prenant en compte certains effets (surcharge, rapport de charge, gradient de contraintes...). Dans ce mémoire, nous nous sommes intéressés plus particulièrement au modèle semi-analytique de Newman (1981) qui permet, dans sa formulation, d'aborder des problèmes variés pouvant prendre en compte des structures complexes. En effet, ce modèle a été développé pour que le chargement, la géométrie de l'éprouvette et la forme de la fissure soient pris en compte sous la forme d'une fonction de poids.

VIII.4.1 Revue bibliographique

Le modèle de Dugdale-Barenblatt a été modifié par Newman (1981) pour prendre en compte les déformations plastiques laissées par l'avancée de la fissure sous un chargement cyclique. Le modèle ainsi modifié permet de calculer la fermeture de fissure. Nous allons commencer par rappeler brièvement le modèle de Dugdale-Barenblatt, avant de décrire le modèle modifié par Newman.



VIII.4.1.1 Modèle de Dugdale-Barenblatt

Le modèle de **Dugdale-Barenblatt (1960)** ou de **Bilby-Cottrell-Sweden (1963)** est un modèle en Contrainte Plane permettant de calculer la taille de zone plastique d'une fissure stationnaire au centre d'une plaque infinie. Le principe de ce modèle est présenté à la figure VIII.37. Le modèle prend en compte une fissure fictive de longueur $2(a+r_c)$ où $2a$ est la longueur physique de la fissure et r_c la taille de zone plastique en pointe de fissure (figure VIII.37a). La zone plastique est constituée par une série de bandes étirées pour lesquelles la contrainte d'écoulement, σ_0 , est atteinte. Cette contrainte est supposée constante dans la zone plastique, car le matériau est supposé parfaitement plastique (limite d'élasticité σ_0). Sur les lèvres de la fissure physique, la contrainte est nulle. Selon le principe de superposition, la solution de ce problème est la somme de la solution de deux problèmes élastiques qui sont représentés à la figure VIII.37b. En effet, le champ de déplacement des lèvres de la fissure fictive est la somme du champ de déplacement de ces deux problèmes, comme le montre la figure VIII.37c. Dans la suite, nous noterons $K_s(a)$ le facteur d'intensité des contraintes du premier problème, qui représente le FIC "élastique" conventionnellement calculé pour une fissure de longueur $2a$ soumise à une charge appliquée S , et $K_{\sigma_0}(a)$ le FIC du second problème. A la pointe de la fissure fictive, la singularité des contraintes disparaît de telle sorte que le FIC devient nul à cet endroit. Ceci se traduit de façon analytique par :

$$K_s(a+r_c) + K_{\sigma_0}(a+r_c) = 0 \quad (\text{VIII.11})$$

La solution de cette équation, d'inconnue r_c , est la taille de zone plastique d'une fissure de longueur $2a$. A titre de rappel, la taille de zone plastique calculée à partir de ce modèle dans une plaque infinie est :

$$r_c = a \left(\frac{1}{\cos\left(\frac{\pi S}{2\sigma_0}\right)} - 1 \right) \approx \frac{\pi}{8} \left(\frac{K}{\sigma_0} \right)^2 \quad (\text{VIII.12})$$

VIII.4.1.2 Modèle de Dugdale-Barenblatt modifié pour la fermeture de fissure

Premières approches

Dill et Saff (1976) ont proposé d'utiliser le principe du modèle de Dugdale-Barenblatt pour calculer la fermeture de fissure. L'idée est de prendre en compte les déformations plastiques résiduelles induites par la zone plastique, sur les lèvres de la fissure. D'une manière similaire, Fuehring et Seeger (1979) ont introduit l'idée d'un effet « mémoire » du chargement dans le sillage plastique. Reprenant le modèle de Dugdale-Barenblatt, ils ont choisi de calculer le champ de contraintes élasto-plastiques devant la pointe de la fissure, mais aussi sur les lèvres. Ces deux analyses sont plus ou moins aidées par des simplifications importantes pour calculer l'écartement des lèvres au fond de la fissure, le CTOD. Enfin, une solution analytique exacte de la fermeture de fissure ($K_{\text{ouv}}/K_{\text{max}} = 0.557$ pour $R = 0$) a été proposée par Budianski et Hutchinson (1978). Cette solution, utilisant également le modèle de Dugdale-Barenblatt, a été obtenue par la méthode des fonctions complexes (potentiel complexe standard de Muskhelishvili). Ces solutions analytiques ne s'appliquent que pour une fissure située dans une plaque infinie.

Approche de Newman (1981)

Bien que la trame du modèle modifié ait été établie par les travaux de Dill et Saff et Fuehring et Seeger, la résolution semi-analytique la plus élaborée a été proposée par Newman (1981). Cette solution s'applique uniquement aux problèmes 2D, mais le chargement et la géométrie de l'éprouvette peuvent varier. De plus, Newman a modifié le modèle de Dugdale, initialement en Contrainte Plane, pour pouvoir aborder la fermeture en Déformation Plane et les effets

tridimensionnels. Comme nous l'avons mentionné précédemment, le mécanisme de fermeture en Déformation Plane est très différent de celui en Contrainte Plane. L'idée de Newman a été d'introduire le coefficient de confinement plastique, α , assimilé à un terme de correction plastique en pointe de fissure. Ce coefficient est défini de la façon suivante (figure VIII.38). De façon théorique, la contrainte en pointe de fissure vaut $\alpha \sigma_0$ quand $S = S_{\max}$ et $-\sigma_0$ quand $S = S_{\min}$. En prenant un critère de von-Mises, α vaut 1 pour un état de Contrainte Plane, où la contrainte est maximale en pointe de fissure. En Déformation Plane, la contrainte n'est pas forcément maximale en pointe de fissure. Par conséquent, la valeur du coefficient peut varier suivant les auteurs. L'analyse conduit en général, à $\alpha = 3$ en Déformation Plane. Mais, Irwin propose de prendre une valeur de 1.73, qui semble être plus proche des observations expérimentales. En pratique, le coefficient α dans le modèle de Newman est utilisé comme paramètre d'ajustement pour tenir compte de divers effets. Nous reviendrons par la suite sur sa détermination préalable.

Les bases du modèle de Newman sont les suivantes. Le problème étudié est divisé en trois régions. La région 1 est la zone où le matériau est élastique. Les régions 2 et 3 sont modélisées par des bandes de position x , de largeur $2w$ et de longueur L , comme le représente la figure VIII.39. Le déplacement des lèvres est défini, sur chaque bande j , par V_j . De plus, on suppose que, dans une bande, la contrainte et la largeur sont constantes. La région 2 est la zone plastique en pointe de fissure. Elle est constituée de 10 bandes dont la largeur $2w$ est d'autant plus faible que l'on se rapproche de la pointe de la fissure. Ce choix est nécessaire si l'on souhaite avoir une représentation satisfaisante de la zone plastique cyclique réversible à $S = S_{\min}$. Enfin, la région 3 est composée des bandes laissées par l'avancée de la fissure (1 bande = 1 avancée de fissure) dont la longueur va dépendre des contraintes de compression induite à la fermeture de la fissure.

VIII.4.1.3 Introduction des méthodes de fonctions de poids

Wang et Blom (1991) et **Daniewicz et al. (1994)** ont généralisé le modèle 2D modifié par Newman en utilisant la théorie des fonctions de poids. Cette méthode présente l'intérêt de permettre l'étude de géométries d'éprouvette et de fissure très variées. L'expression du FIC à partir de cette méthode a été présentée au chapitre VII. Dans cette approche, nous nous intéressons plus particulièrement au déplacement des lèvres de la fissure dont nous rappelons l'expression :

$$V(a, x) := \frac{1}{E} \int_x^a K(a) \cdot m(a, x) da \quad (\text{VIII.13})$$

Le modèle proposé repose sur le principe de superposition, le déplacement réel des lèvres de la fissure à l'abscisse x_i étant alors la somme du déplacement de deux problèmes élastiques :

$$V(x_i, a) = V_i(a) = V_s(x_i, a) + V_\sigma(x_i, a) \quad (\text{VIII.14})$$

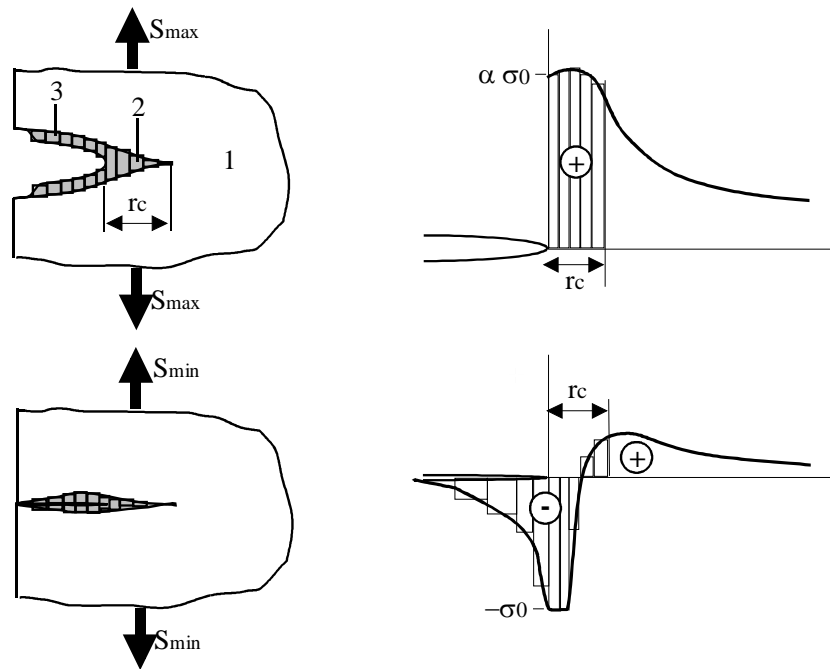


Figure VIII.38 : modèle de Dugdale-Barenblatt modifié par Newman– Définition du coefficient de confinement plastique, α

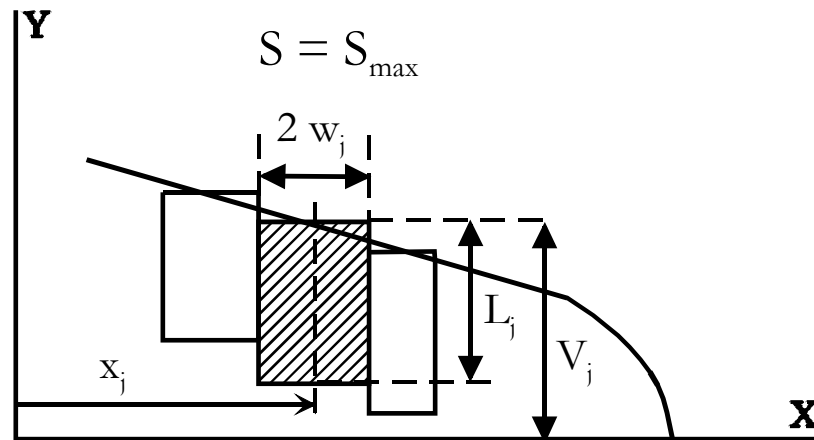


Figure VIII.39 : notations dans le modèle de Newman (1981)

V_s représente le déplacement dû à la charge appliquée $S(x)$ et V_σ , le déplacement de la lèvres à l'abscisse x , dû à toutes les contraintes résiduelles σ_j laissées sur chaque bande des lèvres de la fissure de longueur a . Ces expressions sont détaillées en annexe G. Les déplacements sont donc calculés par intégration numérique. Pour faciliter ces intégrations, il est préférable, selon les auteurs, de prendre des fonctions de poids se présentant sous la forme :

$$m(x, a) = \frac{h(x, a)}{\sqrt{2\pi(a - x)}} \quad (\text{VIII.15})$$

Les intégrations peuvent être alors résolues rapidement à l'aide d'une quadrature de Gauss-Chebichev (**Daniewicz, 1994**).

VIII.4.1.4 Prise en compte de l'érouissage

Initialement dans le modèle de Newman, le comportement du matériau est supposé parfaitement plastique. Le modèle était donc difficilement applicable à des matériaux industriels, comme l'alliage N18, qui présentent un érouissage important. De plus, la difficulté du modèle de Newman réside dans la détermination du coefficient de confinement plastique α , ce coefficient modifiant significativement le niveau de fermeture obtenu. **Wang et al. (1998)** ont donc proposé très récemment de prendre en compte l'exposant d'érouissage du matériau, n , défini par : $\varepsilon_p = \kappa \cdot \sigma^n$. De plus, l'épaisseur de l'éprouvette, notée B , est considérée pour ne plus avoir à déterminer préalablement le coefficient de confinement plastique. Les modifications de Wang et al. (1998) portent sur la valeur de la contrainte dans chaque bande de la zone plastique lorsque la charge appliquée vaut S_{\max} . Initialement, cette contrainte est la même dans chaque bande de la zone plastique et vaut $\alpha \sigma_0$. Pour ces auteurs, en revanche, les contraintes sont différentes dans les 10 bandes de la zone plastique et s'écrivent sous la forme :

$$\sigma_{yy}(x) = M(x) \cdot \sigma_0 \quad a \leq x \leq a + r_c \quad (\text{VIII.16})$$

$M(x)$ est une fonction analytique dépendant exclusivement de l'exposant d'érouissage n , de l'épaisseur de l'éprouvette B , de la longueur de la fissure a et de la taille de la zone plastique, r_c . Son expression est donnée en annexe G.

La figure VIII.40 représente l'évolution typique des contraintes principales obtenues à partir de cette fonction dans la zone plastique, à la charge maximale. Sur cette figure, les auteurs ont étudié l'effet de l'épaisseur B et de l'exposant d'érouissage n . La géométrie de l'éprouvette ayant permis de modéliser ces résultats est de type CCT. On peut constater qu'un état de Contrainte Plane équivalent à $\alpha = 1$, est obtenu en prenant une épaisseur B de l'ordre de 0.1 mm. De plus, un exposant élevé ($n = 100$) permet d'approcher le comportement d'un matériau supposé parfaitement plastique.

VIII.4.1.5 Analyse algorithmique et implémentation du modèle

L'implémentation numérique du modèle de Newman ainsi que les tests de validation sont détaillés en annexe G. Ce modèle a été implémenté par Newman pour la NASA aux Etats-Unis sous le nom de FASTRAN I et II. Il l'a été également par Wang et Blom pour The Aeronautical Research Institute of Sweden (FFA) sous le nom de CLOTEST.

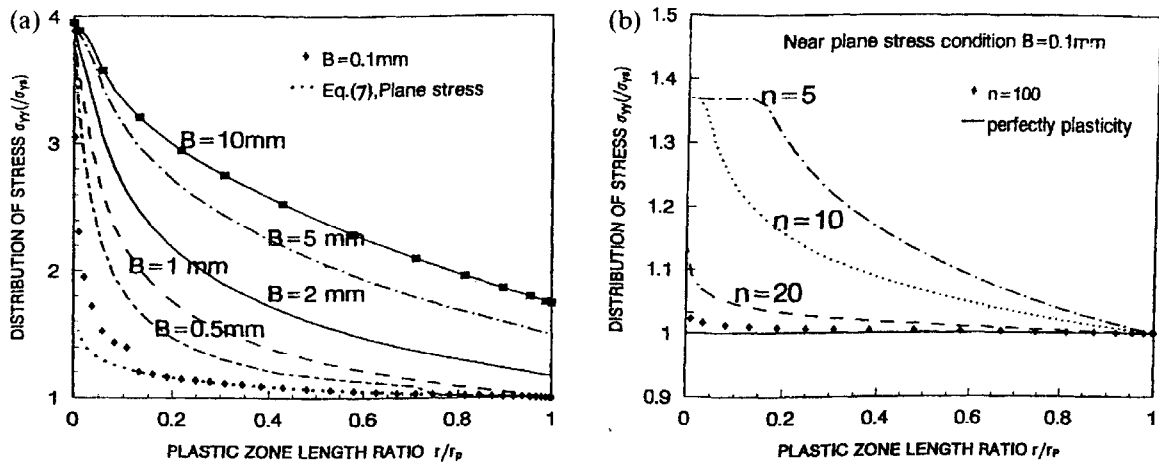


Figure VIII.40 : distribution des contraintes dans la zone plastique à charge maximale (a) pour différentes épaisseurs d'éprouvette (b) pour différents exposants d'écrouissage (Wang et al., 1998)

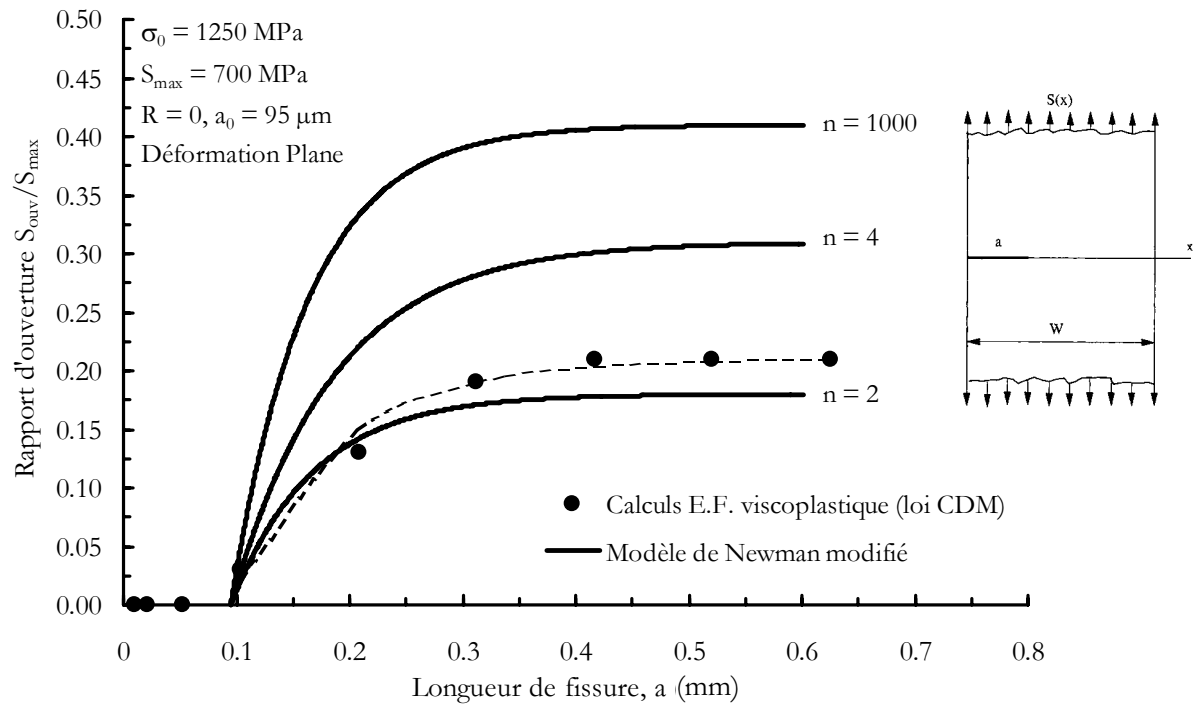


Figure VIII.41 : effet de l'exposant d'écrouissage sur une éprouvette sans entaille

L'analyse algorithmique de ce modèle, prenant en compte les fonctions de poids, est détaillée dans Wang et Blom (1991) et Daniewicz et al. (1994). Nous nous sommes appuyés sur ces travaux pour implémenter le modèle sur le logiciel de calcul Mathcad dans sa version 8. Les avancées de fissure ont été fixées à 0.04 fois la taille de la zone plastique, ce qui correspond aux modélisations proposées dans la littérature (voir annexe G). De plus, il est possible de choisir la position à laquelle la fermeture sera mesurée. Pour comparer nos résultats avec ceux obtenus par éléments finis, nous avons calculé les niveaux de fermeture à 10 μm de la pointe de la fissure (= $\frac{1}{2}$ élément du maillage).

VIII.4.2 Applications

VIII.4.2.1 Calculs 2D sur les éprouvettes sans entaille

Nous avons représenté, à la figure VIII.41, l'influence de l'exposant d'écrouissage n sur le niveau d'ouverture calculé sur une éprouvette SENT soumise à un chargement uniforme ($S_{\max} = 700$ MPa et $R = 0$). Ces résultats ont été comparés avec ceux obtenus par éléments finis en Déformation Plane. La limite d'élasticité a été fixée, dans ce cas, à $\sigma_0 = 1250$ MPa correspondant à la valeur intermédiaire entre $R_{p0.2}^c$ (= 1150 MPa) et R_m (= 1350 MPa), comme l'a proposé Newman (1981). Les résultats obtenus pour différentes valeurs de l'exposant n peuvent se résumer de la façon suivante. Les effets de fermeture les plus importants sont obtenus avec un matériau parfaitement plastique ($n = 1000$). En diminuant l'exposant n , ces effets sont de plus en plus faibles. En effet, lorsque l'exposant n est petit, le comportement du matériau est plus proche d'un comportement élastique. Notre démarche, dans ce mémoire, sera donc d'ajuster la valeur de l'exposant sur un seul calcul par éléments finis et de conserver cette valeur dans tous les autres calculs. Dans la pratique, il serait également possible de déterminer cet exposant à partir de résultats expérimentaux, pris à titre de référence.

Le niveau de fermeture calculé par éléments finis, avec la loi CDM, a été représenté sur la figure VIII.41. Ce niveau de fermeture semble pouvoir être approché avec le modèle de Newman en prenant un exposant d'écrouissage compris entre 2 et 4. Nous avons ajusté cet exposant à $n = 2.5$. Cette valeur est légèrement inférieure à l'exposant que nous pouvons déterminer expérimentalement sur les courbes d'écrouissage (chapitre IV) et qui est de l'ordre de $n = 5$. Cette différence peut être due à la relaxation des contraintes et au fort aspect cinématique du comportement de l'alliage, qui ne sont pas pris en compte dans le modèle, et qui tendent à faire diminuer le niveau d'ouverture calculé par éléments finis. Nous reviendrons sur ce point par la suite.

Nous avons représenté, à la figure VIII.42, la distribution de contraintes calculée avec le modèle en pointe de fissure, dans la zone plastique, lorsque la charge appliquée est maximale ($S_{\max} = 700$ MPa) ou lorsque l'éprouvette est déchargée ($S_{\min} = 0$). La longueur de la fissure considérée dans cet exemple vaut 0.3 mm. La propagation de la fissure a eu lieu sur 50 μm . Les contraintes obtenues avec le modèle semblent, d'après cette figure, assez élevées à la charge appliquée maximale. Ce résultat peut s'expliquer par la faible valeur de l'exposant d'écrouissage utilisée, conduisant probablement à des contraintes supérieures à celles qui auraient pu être obtenues en prenant $n = 5$. De plus, ce modèle ne tient pas compte de la relaxation des contraintes qui a certainement un rôle non négligeable en pointe de fissure. Un calcul par éléments finis utilisant un maillage approprié et une taille de maille très fine, pourrait permettre une comparaison avec ce modèle. Les effets de relaxation de contrainte en pointe de fissure pourraient notamment être étudiés plus en détail. A la charge appliquée minimale, on peut constater que le modèle fait distinctement apparaître les contraintes de compression laissées derrière la zone plastique.

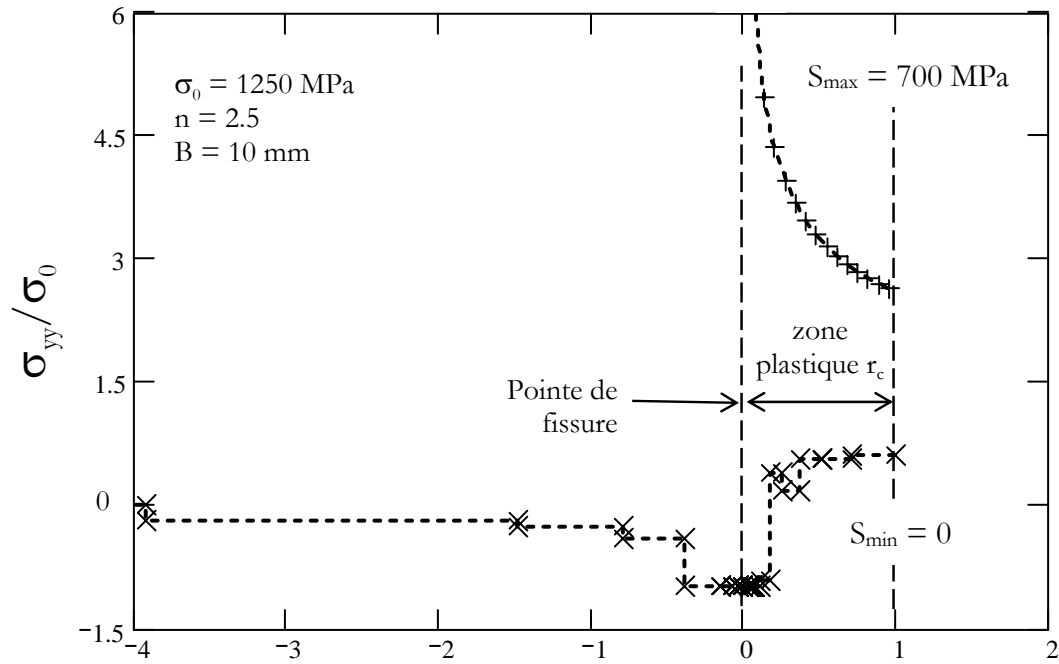


Figure VIII.42 : distribution des contraintes en pointe de fissure calculée par le modèle de Newman pour une fissure de longueur 0.3 mm

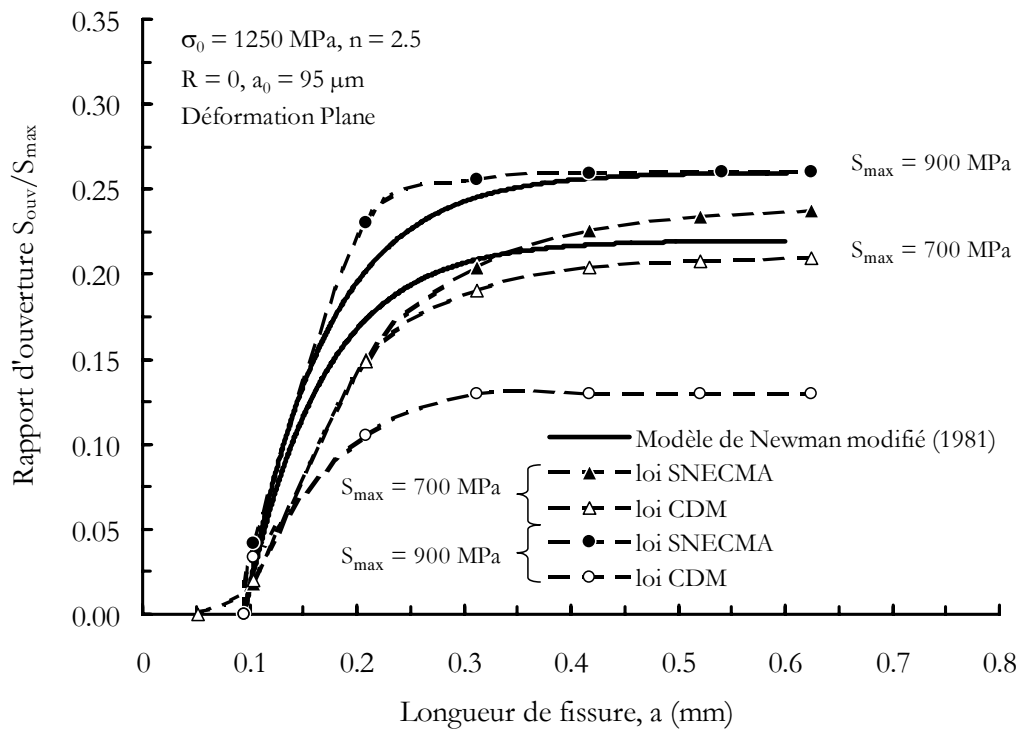


Figure VIII.43 : comparaison des calculs par éléments finis avec le modèle de Newman modifié (éprouvette sans entaille)

L'influence de la charge appliquée est représentée à la figure VIII.43. Lorsque la charge appliquée est faible, typiquement $S_{\max} = 700$ MPa, le modèle de Newman semble en accord avec les résultats obtenus par éléments finis. En revanche, pour une charge appliquée plus élevée ($S_{\max} = 900$ MPa), la correspondance entre ces deux méthodes semble meilleure en utilisant une loi SNECMA plutôt qu'une loi CDM. Pour des niveaux de charge importants, l'effet de la loi de comportement n'est donc pas pris en compte de façon satisfaisante avec le modèle lorsque l'écroutissage est de nature cinématique. En revanche, les résultats obtenus avec la loi SNECMA semblent proches de ceux obtenus avec le modèle.

VIII.4.2.2 Calculs 2D sur les éprouvettes entaillées symétriques

Pour appliquer le modèle de Newman sur les éprouvettes entaillées symétriques, nous avons utilisé la fonction de poids correspondant à une éprouvette SENT. Le chargement pris en compte dans ce cas, correspond aux gradients de contraintes calculés par éléments finis aux charges appliquées S_{\max} et S_{\min} , dans une éprouvette non fissurée (chapitre VI).

Nous avons appliqué le modèle en utilisant une charge maximale de $S_{\max} = 700$ MPa et un rapport de charge de $R = 0$. Les résultats obtenus avec un gradient de contraintes sont présentés à la figure VIII.44. L'effet d'entaille est qualitativement pris en compte par le modèle. Cependant, les résultats issus de ce modèle, sont supérieurs à ceux déterminés par éléments finis, lorsque la fissure débute sa propagation. En revanche, lorsque la fissure est longue, le modèle et les calculs numériques conduisent à des résultats assez proches. Nous pouvons également supposer que cette différence est liée principalement à un effet de comportement, qui n'est pas parfaitement pris en compte.

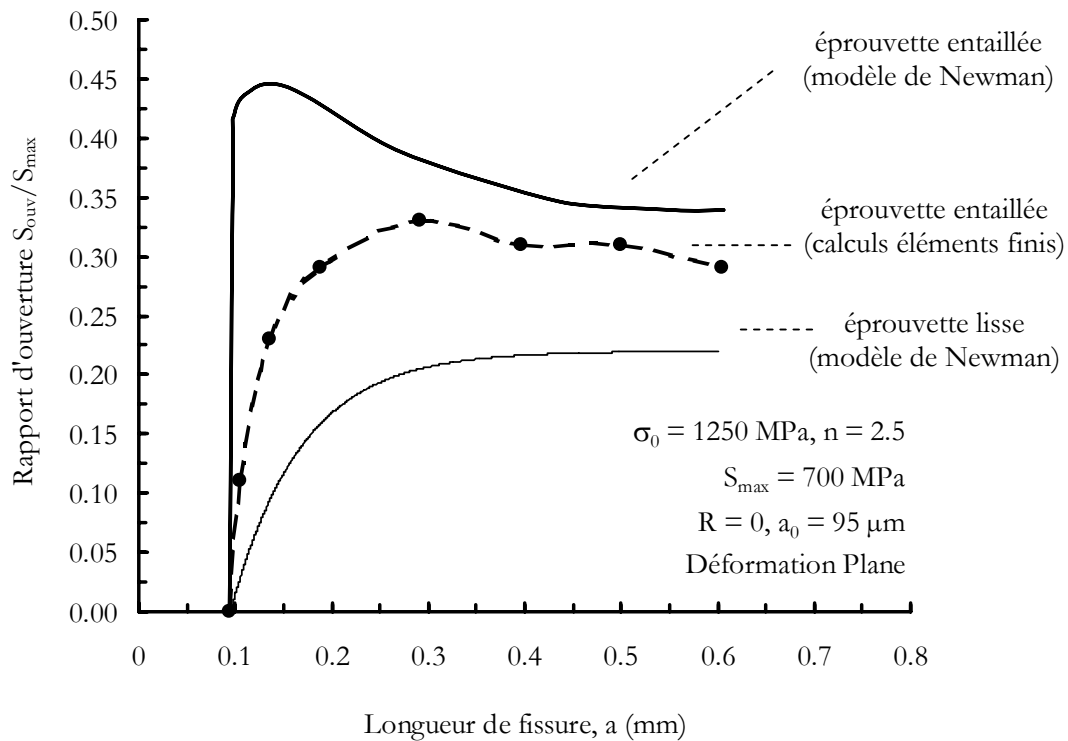


Figure VIII.44 : modèle de Newman appliqué sur une éprouvette entaillée symétrique

VIII.4.3 Bilan et perspectives du modèle de Newman

VIII.4.3.1 Bilan

L'étude du modèle de Newman avait pour but 2 objectifs, d'une part, utiliser un modèle de fermeture pouvant rendre compte des concentrations de contraintes, d'autre part, déterminer la fermeture d'une fissure semi-circulaire. Cette étude constitue donc une première approche. La principale difficulté rencontrée, est liée à la prise en compte du comportement de l'alliage. Désormais, l'exposant d'écrouissage du matériau est intégré au modèle. Mais cette évolution ne suffit pas, car il serait nécessaire, comme nous l'avons montré, de prendre en compte également la relaxation des contraintes et les aspects cinématiques de l'écrouissage. Le modèle de Newman présente donc des résultats plus proches de ceux obtenus par éléments finis en utilisant une loi SNECMA de nature isotrope que de ceux obtenus avec la loi CDM fortement cinématique. Cependant, le modèle de Newman devrait en partie permettre de tenir compte des effets de loi de comportement, notamment en modifiant la valeur de la contrainte d'écrouissage en compression dans chacune des bandes du modèle. Ces aspects devraient faire l'objet de travaux à venir.

VIII.4.3.2 Calculs 3D

Grâce aux méthodes de fonction de poids, le modèle de Newman permet d'aborder un problème aussi complexe que la fermeture d'une fissure 3D.

Daniewicz (1998) a étendu le modèle modifié par Newman pour étudier la fermeture des fissures semi-elliptiques sous un chargement $S(x, y)$ quelconque. Ce modèle pourrait donc être utilisé pour des éprouvettes à concentration de contraintes. Le principe consiste à calculer localement sur le front de la fissure le facteur d'intensité des contraintes et en déduire la taille de zone plastique en pointe de fissure. Pour cela, Daniewicz (1998) a utilisé la méthode proposée par **Zhao et al.(1989)** qui s'applique pour une structure 3D. Avec ce modèle, l'auteur montre qu'il est possible de calculer la taille de zone plastique au point A de la fissure semi-elliptique, ρ_A et celle au point C, ρ_C . Une fois ρ_A et ρ_C calculées, on revient à la technique itérative utilisée pour le modèle de Dugdale-Barenblatt en 2D. En effet, les bandes étirées sont entièrement définies à l'aide de ces tailles de zone plastique et des charges appliquées. L'inconvénient du modèle proposé par Daniewicz vient de la détermination d'un effort de cisaillement $P(x, y)$ qui nécessite une résolution itérative particulièrement lourde à mettre en œuvre. Pour cette raison, nous n'avons pas pu implémenter ce modèle.

Nous avons également utilisé la fonction de poids proposée par Wang et Lambert qui peut s'appliquer sur une fissure semi-circulaire dans un gradient de contraintes. Cependant, ces calculs n'ont pas abouti car cette fonction conserve en surface, une singularité de la forme $1/\sqrt{x}$ que nous n'avons pas été en mesure de résoudre numériquement. Des développements sur ces aspects 3D peuvent donc constituer une avancée notable dans ce domaine, car les calculs numériques par éléments de ce genre sont encore difficilement réalisables au niveau d'un bureau d'études. Nous reviendrons sur ce dernier point dans la conclusion générale du mémoire.

— pour résumer —

La fermeture d'une fissure semi-circulaire au cœur et à la surface de l'éprouvette entaillée symétrique ($\Delta K_{\text{eff}} = K_{\text{max}} - K_{\text{min}}$) a été calculée dans cette partie. Seul l'effet de fermeture induit par la plasticité laissée sur les lèvres de la fissure, a été modélisé en supposant un chargement d'amplitude constante.

Les résultats obtenus dans la littérature ont permis de dégager les aspects suivants. Le confinement plastique en pointe de fissure joue un rôle important sur les effets de fermeture. Les mécanismes de fermeture sont en effet différents en Contrainte Plane et en Déformation Plane. Une fissure 2D présente un effet 3D de fermeture de fissure. Cet effet se caractérise par un niveau de fermeture plus important dans la région en Contrainte Plane (en surface) que dans celle en Déformation Plane (au centre de l'éprouvette, si l'épaisseur est suffisamment importante). Dans ce cas, la fissure se ferme de façon progressive depuis la zone en Contrainte Plane jusqu'à celle en Déformation plane. La fermeture des fissures semi-circulaires semble confirmer les observations réalisées sur fissures 2D. La fissure tend également à se refermer, d'abord, en surface, puis à l'intérieur. Dans le cas, d'un chargement uniforme et sans surcharge, il a été observé que le rapport entre la fermeture en surface (U_c) et celle à l'intérieur (U_a) est à peu près égale à $U_c/U_a \approx 0.9$, où $U = \Delta K_{\text{eff}}/\Delta K$. Par contre, il semble qu'une partie importante de la fissure ne se ferme jamais lorsque l'éprouvette est totalement déchargée.

Au cœur de l'éprouvette entaillée symétrique, des calculs viscoplastiques 2D de propagation de fissure, réalisés par éléments finis, ont permis de déterminer la fermeture sur une géométrie comportant ou non une zone entaillée. Plusieurs effets, ayant un rôle significatif sur la fermeture, ont pu être étudiés. Nous rappelons que pour réduire les vitesses d'avancée des fissures, il convient d'avoir une géométrie et un matériau amenant à d'importants effets de fermeture de fissure, ce qui revient à avoir un coefficient de fermeture, $U = \Delta K_{\text{eff}}/\Delta K$, le plus faible possible. Les conclusions obtenues peuvent donc être résumées de la façon suivante.

Du point de vue des effets liés à la géométrie et au chargement appliqué, l'effet le plus néfaste sur les vitesses de propagation est celui rencontré au cours de la diminution du rapport de charge. Cet effet est localement plus accentué sur une éprouvette entaillée, à cause des rapports de charge très négatifs en fond d'entaille. Ces conclusions sont également celles de Pommier et al. (1997). Cependant, il semble qu'en s'éloignant de l'entaille, l'effet soit moins important que sur une éprouvette lisse.

Du point de vue du comportement mécanique, un matériau présentant un fort écrouissage cinématique présentera de plus faibles effets de fermeture de fissure qu'un matériau isotrope. Il convient donc de mettre en œuvre dans l'élaboration des composants, des matériaux présentant un comportement à dominante isotrope.

La fermeture a également été calculée à la surface de l'éprouvette entaillée. Nous avons utilisé, pour cela, la technique de prévisions du rapport de forme de la fissure. La meilleure estimation du front de la fissure consiste à prendre en compte un écart de fermeture entre le cœur et la surface de l'éprouvette. Il semble que cet effet soit plus important dans les éprouvettes entaillées ($U_c/U_a \approx 0.55$) que dans les éprouvettes sans entaille ($U_c/U_a \approx 0.9$).

Enfin, nous avons cherché à modéliser, de façon simplifiée, les résultats obtenus par calculs éléments finis. Nous avons utilisé le modèle de Newman (1981) adapté du modèle de Dugdale pour la fermeture de fissure. Ce modèle analytique permet de prendre en compte des géométries d'éprouvette entaillée et certaines caractéristiques du matériau comme l'exposant d'écrouissage. Les résultats déterminés à l'aide de ce modèle et ceux obtenus par éléments finis présentent un accord satisfaisant en utilisant un matériau isotrope (loi SNECMA). Ce modèle devrait permettre de mieux aborder le comportement de matériaux cinématiques (loi CDM) ainsi que les problèmes liés aux fissures 3D semi-elliptiques. Mais un travail important reste à poursuivre dans ce domaine.

Bibliographie du chapitre VIII

- [1] **BILBY, B.A., COTTRELL, A.H. and SWINDEN K.H.**
The spread of plastic yield from a notch
 Proceeding of the Royal Society, London, A272, (1963) pp.304-314
- [2] **BUDIANSKI B. and HUTCHINSON J. W.**
Analysis of closure in fatigue crack growth
 J. appl. Mech. 45, (1978) pp. 267-276
- [3] **CHASSAIGNE J.C.**
Fissuration à hautes températures du superalliage base nickel N18 élaboré par métallurgie des poudres, étude du couplage mécanique-environnement en pointe de fissure
 Thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris (1997)
- [4] **CHERMAHINI R. G., SHIVAKUMAR K. N. and NEWMAN, Jr J. C.**
Three-dimensional finite-element simulation of fatigue crack growth and closure
 ASTM STP 982, (1988) pp. 398-413
- [5] **CHERMAHINI R. G., PALMBERG B. and BLOM A. F.**
Fatigue crack growth and closure behaviour of semi-circular and semi-elliptical surface flaws
 Int. J. Fatigue, 15, n°4, (1993) pp. 259-263
- [6] **CLERIVET A. and BATHIAS C.**
Study of crack tip opening under cyclic loading taking into account the environment and R ratio
 Engng Fract. Mech., 12, (1979) pp. 599-611
- [7] **CLERIVET A. and BATHIAS C.**
Influence of some mechanical parameters on the crack closure effect in fatigue crack propagation in Aluminium alloys
 ASTM STP 982, (1988) pp. 583-597
- [8] **Mc CLUNG R. C.**
Finite element analysis of specimen geometry effects on fatigue crack closure
 Fatigue and Fract. of Engng Materials and Structures, 17, n°8, (1994) pp. 861-872
- [9] **Mc CLUNG R. C. and SEHITOGLU H.**
On the finite element analysis of fatigue crack closure. Part 1 and 2
 Engng Fracture Mech., 33, n°2, (1989) pp. 237-272
- [10] **CORN D. L.**
A study of cracking techniques for obtaining partial thickness cracks of pre-selected depths and shapes
 Engng Fract. Mech., 3, (1971) pp.45-52

- [11] **DANIEWICZ S.R., COLLINS J.A. and HOUSER D.R.**
An elastic-plastic analytical model for predicting fatigue crack growth in arbitrary edge-cracked 2D geometries with residual stress
Int. J. Fatigue, 16, feb., (1994) pp. 123-133
- [12] **DANIEWICZ S. R.**
Accurate and efficient numerical integration of weight functions using Gauss-Chebyshev quadrature
Engng Fract. Mech., 48, n°4, (1994) pp. 541-544
- [13] **DANIEWICZ S. R.**
A modified strip yield model for prediction of plasticity induced closure in surface flaws
Fatigue Fract. Engng Mat. Struct., 21, (1998) pp. 885-901
- [14] **DAWICKE D. S., GRANDT A. F., Jr and NEWMAN Jr J. C.**
Three dimensional crack closure behavior
Engng Fract. Mech., 36, n°1, (1990) pp. 111-121
- [15] **DILL H. D. and SAFF C. R.**
Spectrum crack growth prediction method based on crack surface displacement and contact analysis
ASTM STP 595, (1976) pp. 306-319
- [16] **DUGDALE K. D.**
Yielding of steel sheets containing slits-
J. Mech. Phys. Solids, 8, (1960) pp. 100-104
- [17] **ELBER W.**
Fatigue crack closure under cyclic tension
Engng Frac. Mech., 2, (1970) pp. 37-45
- [18] **ELBER W.**
The significance of fatigue crack closure
ASTM STP 486, (1971) pp. 230-242
- [19] **FLECK N. A.**
Finite element analysis of plasticity-induced crack closure under plane strain conditions
Engng Frac. Mech., 25, (1986) pp. 441-449
- [20] **FLECK N. A. and NEWMAN J.C. Jr**
Analysis of crack closure under plane strain conditions
ASTM STP 982, (1988) pp. 319-341
- [21] **FLECK N. A., SMITH I. F. C. and SMITH R. A.**
Closure behaviour of surface cracks
Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., Vol. 6, n°3, (1983) pp. 225-239
- [22] **FOROUGHI R. and RADON J. C.**
Crack closure behaviour of surface cracks under pure bending
ASTM STP 982, (1988) pp. 260-269

- [23] **FUEHRING H. and SEEGER T.**
Structural memory of cracked components under irregular loading
 ASTM STP 677, (1979) pp. 144-167
- [24] **KIM J. H. and SONG J. H.**
Crack growth and closure behaviour of surface cracks under axial loading
 Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., 15, n°5, (1992) pp. 477-489
- [25] **HOCHSTETTER G.**
Propagation des fissures à haute température dans le superalliage N18 pour disques de turbomachine. Interactions entre la nature des sollicitations mécaniques et des effets d'oxydation.
 Thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris (1994)
- [26] **de KONING, A. U.**
A simple crack closure model for prediction of fatigue crack growth rates under variable amplitude loading
 ASTM STP 743, (1981) pp. 63-85
- [27] **JOLLES M. and TORTORIELLO V.**
Geometry variations during fatigue growth of surface flaws
 ASTM STP 791, (1983) pp. I-297-I-307
- [28] **PARK S. J., EARMME Y. Y. and SONG J. H.**
Determination of the most appropriate mesh size for 2-D finite element analysis of fatigue crack closure behaviour
 Fatigue and Fract. of Engng Mater. and Struct., 20, n°4, (1997) pp. 533-545
- [29] **POMMIER S.**
Amorçage et propagation de fissures courtes en fond d'entaille. Etude du superalliage N18 en fatigue fluage
 Thèse de l'Ecole Centrale Paris (1995)
- [30] **POMMIER S., PRIOUL C. and BOMPARD P.**
Influence of a negative R ratio on the creep-fatigue behaviour of the N18 nickel base superalloy
 Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., 20, n°1, (1997) pp. 93-107
- [31] **NEWMAN J. C. Jr**
A finite element analysis of fatigue crack closure
 ASTM STP 590, (1976) pp. 281-301
- [32] **NEWMAN J. C. Jr**
A crack closure model for predicting fatigue crack growth under aircraft spectrum loading
 ASTM STP 748, (1981) pp. 53-84
- [33] **NEWMAN, Jr, J. C.**
A non-linear fracture mechanics approach to the growth of small cracks
 AGARD conference Proceedings N°328, (1982) pp. 6.0-6.25
- [34] **NEWMAN, Jr J. C. and ARMEN HARRY, Jr**
Elastic-plastic analysis of a propagating crack under cyclic loading
 5th structural dynamics and Materials Conference, Las Vegas, AIAA/ASME/SAE (1974)

- [35] **NEWMAN, Jr J. C. and RAJU I. S.**
An empirical stress intensity factor equation for the surface crack
Eng. Fract. Mech., 15, (1981) pp. 185-192
- [36] **RIEMLMOSER F. O. and PIPPAN R.**
Mechanical reasons for plasticity-induced crack closure under plane strain conditions
Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., 21, (1998) pp. 1425-1433
- [37] **RAY S. K. and GRANDT, Jr. A. F.**
Comparison of methods for measuring fatigue crack closure in a thick specimen
ASTM STP 982, (1988) pp. 197-213
- [38] **SURESH S.**
Fatigue of materials (first publication)
Cambridge University Press, (1991) 586 p
- [39] **VAN STONE, R. H., GILBERT, M. S., GOODEN, O. C., and LAFLEN, J.H.**
Constraint-loss model for the growth of surface fatigue cracks
ASTM STP 969, (1988) pp.637-656
- [40] **TROHA W. A., NICHOLAS T. and GRANDT, Jr A. F.**
Three-Dimensionnal aspects of fatigue crack closure in surface flaws in PMMA material
ASTM STP 982, (1988) pp. 598-616
- [41] **WALKER K.**
The effect of stress ratio during crack propagation and fatigue for 2024-T3 and 7075-T6 aluminium
ASTM STP 462, (1970) pp. 1-14
- [42] **WANG G.S. and BLOM A.F.**
A strip model for fatigue crack growth predictions under general load conditions
Engng Fract. Mech., 40, n°3, (1991) pp. 507-533
- [43] **WANG J., SHEN Y. P. and WANLIN G.**
Modelling the influence of strain hardening and plastic constraint on crack closure of arbitrarily thick CCT specimen
Fatigue Fract. Engng Mater. Struct., 21, (1998) pp. 1389-1401
- [44] **WU J. AND ELLYIN**
A study of fatigue crack closure by elastic-plastic finite element analysis for constant-amplitude loading
Int. J .of Fracture, 82, (1996) pp. 43-65
- [45] **ZHANG J. Z. and BOWEN P. (1998)**
On the finite element simulation of three-dimensional semi-circular fatigue crack growth and closure
Engng Fract. Mech., 60, n°3, pp. 341-360
- [46] **ZHAO W., WU X. R. and YAN M. G.**
Weight function method for three dimensional crack problems I and II
Engng Fract. Mech., 34, n°3, (1989) pp. 593-624

PARTIE D : **Discussion**



CHAPITRE IX :

Applications et discussion

IX.1 Essais d'interprétation de l'effet d'un pré-déformation cyclique	
sur les vitesses de propagation des petites fissures	204
IX.1.1. Essais de pré-déformation cyclique	204
IX.1.2 Réalisation des éprouvettes de fissuration pré-déformées cycliquement	207
IX.1.3 Résultats des essais de fissuration sur éprouvettes pré-prédéformées cycliquement	207
IX.2 Vitesses de propagation des petites fissures dans les zones entaillées	209
IX.2.1 Corrélation des résultats expérimentaux avec les calculs de chargement	209
IX.2.2 Synthèse de la méthodologie	213
IX.3 Applications à l'alliage N18 à gros grains	219
IX.3.1 Validation du chargement par mesures des interstries	219
IX.3.2 Comportement en fatigue-fluage de l'alliage N18 à gros grains	223
Bibliographie du chapitre IX	229

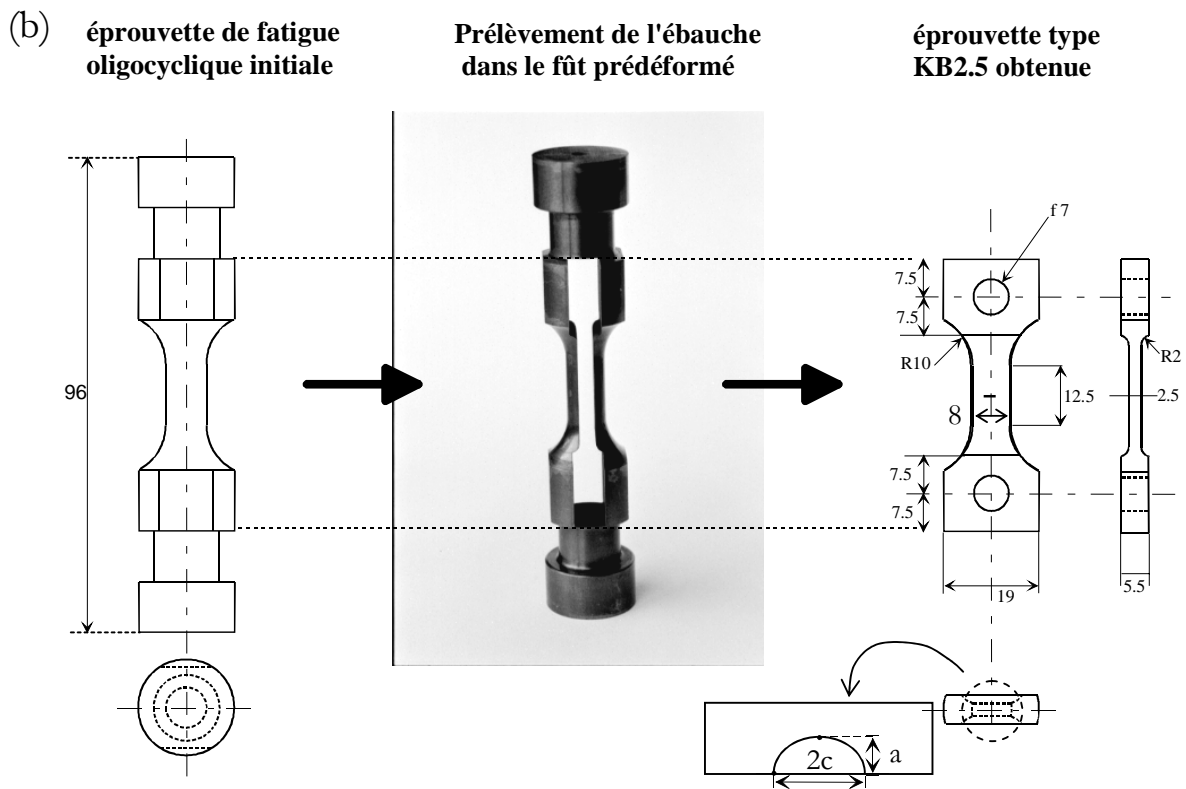
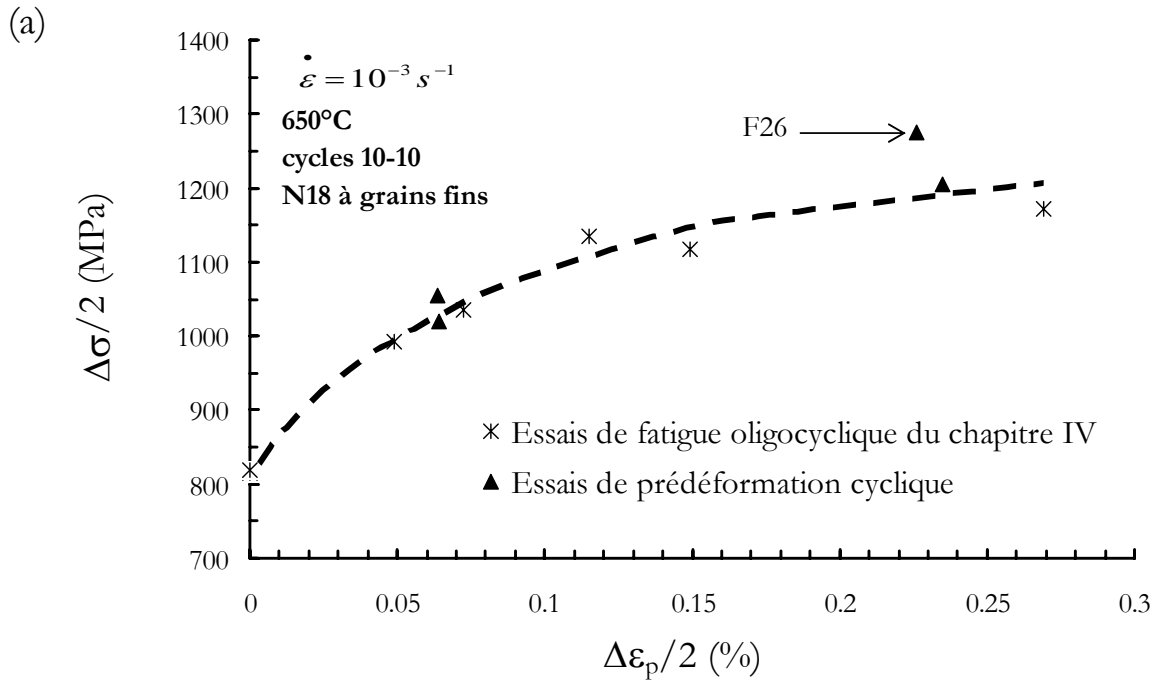


Figure IX.44 : réalisation des éprouvettes de fissuration pré-écrouies : (a) résultats des essais de prédéformation cyclique par rapport à la courbe d'écrouissage cyclique ; (b) réalisation des éprouvettes de fissuration

La nature du chargement local dans les éprouvettes entaillées symétriques utilisées dans cette étude est, à présent, connue. Pour de faibles amplitudes de charge appliquée, typiquement $\Delta S < 600$ MPa, le fond d'entaille se comporte de façon quasi élastique à tout instant du cyclage. Pour des chargements plus élevés, mais inférieurs à 900 MPa environ, le matériau s'écrouit en fond d'entaille aux premiers cycles. Cependant, durant les cycles suivants, le comportement est également quasi-élastique. Dans ce second cas, l'amplitude des déformations plastiques, lorsque l'amplitude des contraintes est stabilisée, devient négligeable devant la déformation élastique. Une approche en terme de facteur d'intensité des contraintes effectif, ΔK_{eff} , est donc légitime et nécessite la prise en compte des effets de fermeture qui sont fonctions non seulement du chargement appliqué, mais également de la longueur des fissures. La méthodologie, qui vient d'être présentée pour déterminer ce paramètre, est appliquée dans cette partie pour corréliser les vitesses de propagation des petites fissures mesurées expérimentalement sur les éprouvettes entaillées symétriques (chapitre V).

Avant d'aborder cet aspect, nous avons étudié sur des essais simples, ne faisant pas intervenir de gradient de contraintes, quel pouvait être l'effet d'un pré-écrouissage cyclique du matériau sur les vitesses de propagation des petites fissures. En effet, en l'absence de fissure, on peut se demander si l'endommagement provoqué en fond d'entaille au cours des premiers cycles peut avoir une influence *a posteriori* sur le comportement en fatigue des petites fissures, même si le chargement est de nouveau élastique.

Nous présenterons donc dans un premier temps, les essais d'interprétation réalisés sur des éprouvettes plates de fissuration de type KB2.5 prélevées dans un matériau préalablement écroui cycliquement. Nous tenterons ensuite de valider la méthodologie proposée sur les éprouvettes entaillées symétriques dans l'alliage N18 à grains fins à 650°C. Enfin, nous ferons l'application de cette méthode à l'étude du comportement en fatigue-fluage à haute température des petites fissures de fatigue dans l'alliage N18 à gros grains. Nous utiliserons notamment les mesures des interstries réalisées sur cet alliage pour comparer le facteur d'intensité des contraintes que nous pouvons déterminer à partir de ces mesures, à celui que nous avons calculé à la partie C.

IX.1 ESSAIS D'INTERPRETATION DE L'EFFET D'UNE PREDEFORMATION CYCLIQUE SUR LES VITESSES DE PROPAGATION DES PETITES FISSURES

L'objectif de cette partie est d'étudier dans quelle mesure un « pré-écrouissage cyclique », c'est-à-dire le niveau de déformations préalablement imposé au matériau en fond d'entaille, en l'absence de fissure, modifie les vitesses d'avancée des petites fissures.

IX.1.1. Essais de prédéformation cyclique

Quatre essais ont été réalisés à 650°C sur des éprouvettes de fatigue oligocyclique prélevées dans la microstructure de cœur de l'alliage N18 à grains fins. Nous avons utilisé, pour cela, la même procédure expérimentale que celle présentée au chapitre IV sur le même type d'essai. Des cycles triangulaires à déformation totale imposée ont été appliqués avec un rapport $R_\epsilon = -1$ et une vitesse de déformation de l'ordre de 10^{-3} s^{-1} . Deux niveaux de déformation ont été pris en compte : $\epsilon_{max} = \pm 0.7\%$ et $\epsilon_{max} = \pm 1\%$. Les essais ont été interrompus dès que l'amplitude des contraintes, $\Delta\sigma$, dans l'éprouvette a atteint son niveau stabilisé. L'endommagement supporté par chaque éprouvette a été repéré à partir de la déformation plastique cumulée définie, dans ce cas, par :

$$p = 2 \cdot N_{fin} \cdot \Delta \epsilon_p \quad (IX.1)$$

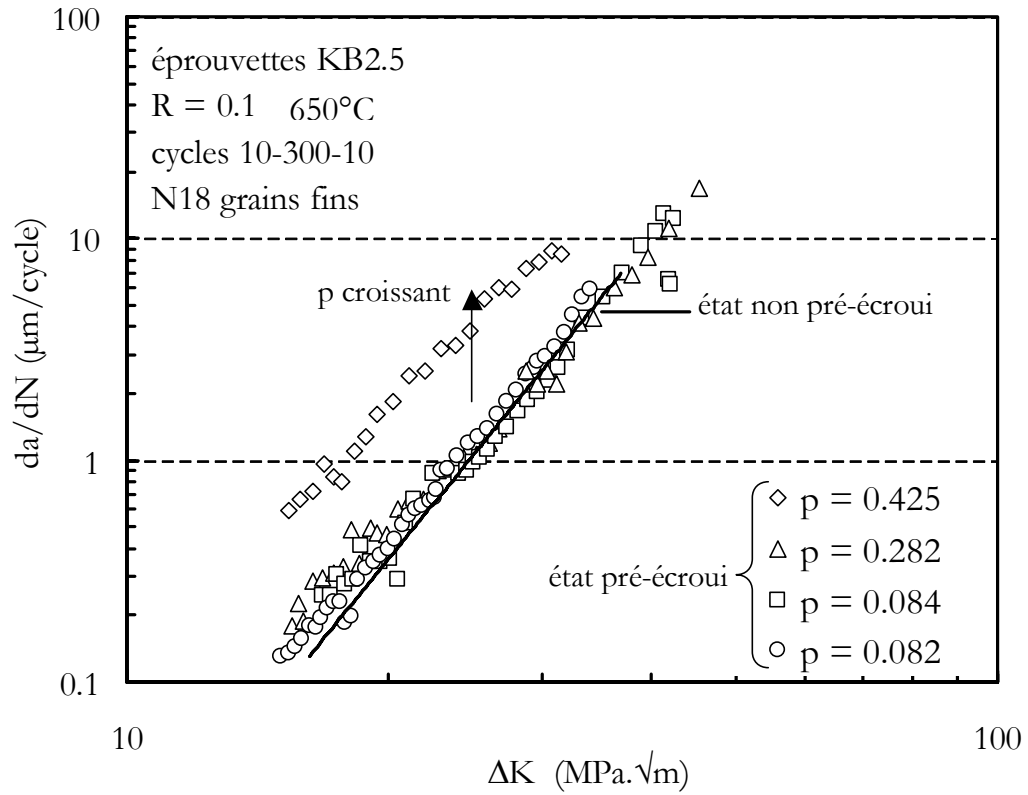


Figure IX.2 : influence sur les vitesses de propagation de fissure d'un pré-écrouissage cyclique

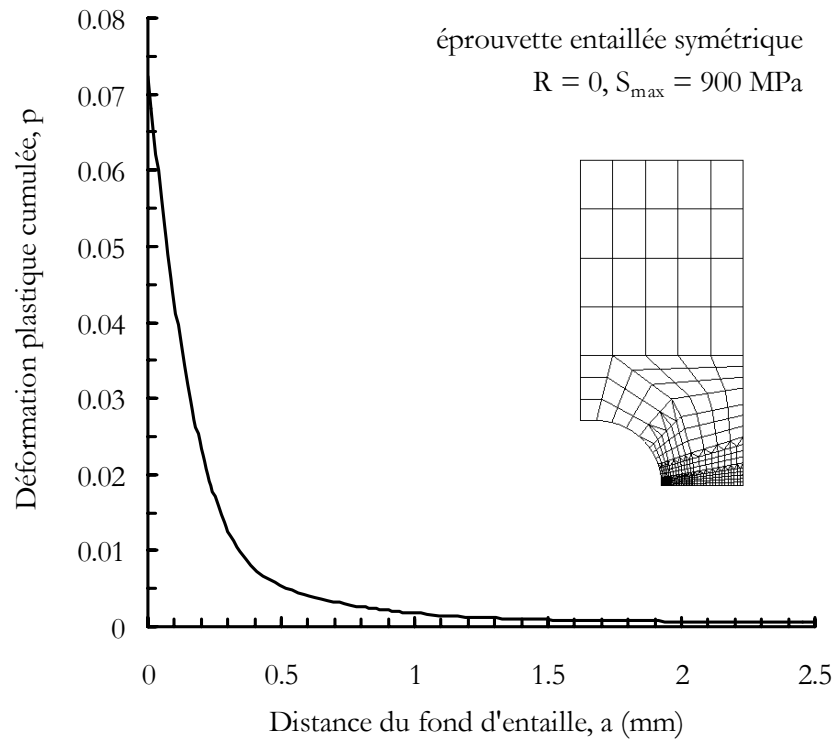


Figure IX.3 : déformations plastiques cumulées calculées par éléments finis en fond d'entaille sur 50 cycles 10-300-10 dans l'échantillon entaillé symétrique

n° éprouvette	R _e	dε/dt (s ⁻¹)	ε _{max} (%)	N _{fin}	Δσ/2 (MPa)	Δεp/2(%)	p = 2N _{fin} Δεp
F26	-1	10 ⁻³	1%	47	1275	0.226	0.425
F11	-1	10 ⁻³	1%	30	1205	0.235	0.282
F48	-1	0.7.10 ⁻³	0.70%	32	1054	0.064	0.082
F61	-1	0.7 10 ⁻³	0.70%	33	1020	0.064	0.084

Tableau IX.1 : résultats des essais de fatigue oligocyclique réalisés

Ces essais sont présentés au tableau IX.1. Enfin, nous nous sommes assurés, après essai, de revenir à un état de contraintes et de déformations nul dans chaque éprouvette. Nous avons comparé les résultats obtenus au cours de ces essais avec la courbe d'écrouissage cyclique que nous avons déterminée au chapitre IV sur l'alliage N18 à grains fins à 650°C (figure IX.1a). Ces résultats semblent en accord avec ceux déterminés à partir de la courbe d'écrouissage, confirmant ainsi la stabilisation des niveaux de contraintes dans chaque éprouvette prédéformée. Nous pouvons noter, cependant, un léger écart dans le cas de l'éprouvette ayant subi la plus grande déformation plastique cumulée (éprouvette F26) allant dans le sens d'une amplitude de contrainte plus élevée que celle obtenue avec la courbe d'écrouissage cyclique. L'hypothèse d'un changement de microstructure dans l'alliage a pu être écartée à l'aide des examens microstructuraux réalisés *a posteriori* sur cette éprouvette. L'origine de cet écart reste indéterminée.

IX.1.2 Réalisation des éprouvettes de fissuration sans entaille prédéformées cycliquement

Des éprouvettes de fissuration ont été usinées dans le fût des éprouvettes de fatigue oligocyclique prédéformées, comme le représente la figure IX.1b. Le plan d'usinage de ces éprouvettes de fissuration a été réalisé pour se rapprocher au mieux d'une géométrie d'éprouvette de type KB2.5 de section utile 8 x 2.5 mm². Un défaut semi-circulaire de rayon 0.3 mm a ensuite été usiné au centre de l'éprouvette par électro-érosion. Des essais de propagation de fissures ont alors été réalisés sur ces éprouvettes. La démarche adoptée pour ces essais est du même type que celle présentée au chapitre III sur les éprouvettes KB2.5. A titre de rappel, une préfissuration de fréquence 10 Hz est réalisée à l'ambiante jusqu'à une profondeur de fissure de l'ordre de 0.5 mm. Des cycles 10-300-10 sont ensuite appliqués à 650°C en utilisant un rapport de charge de 0.1 et une charge appliquée S_{max} comprise entre 560 et 622 MPa, selon les essais.

IX.1.3 Résultats des essais de fissuration sur éprouvettes sans entaille prédéformées cycliquement

Les vitesses d'avancée de fissure obtenues sur un matériau faiblement prédéformé (p ≤ 10%) sont identiques à celles obtenues sur le matériau à l'état initial. Ce résultat, présenté à la figure IX.2, a été obtenu non seulement pour un domaine de propagation de fissure longue (ΔK = 43 MPa√m, a = 2 mm), mais également pour un domaine de petite fissure (ΔK = 15 MPa√m, a = 0.5 mm). Lorsque le pré-écrouissage a été plus important (p ≥ 28%), nous avons observé des différences de vitesses de propagation plus élevées. Lorsque la déformation plastique cumulée p est de l'ordre de 28%, les vitesses de fissuration sont identiques à celles obtenues sur le matériau non écroui, quand la longueur de la fissure est supérieure à 1 mm. En dessous de 1 mm, un léger écart de vitesses a été observé, mais il semble que cet écart ne soit pas réellement significatif (un rapport inférieur à 2 entre les vitesses).

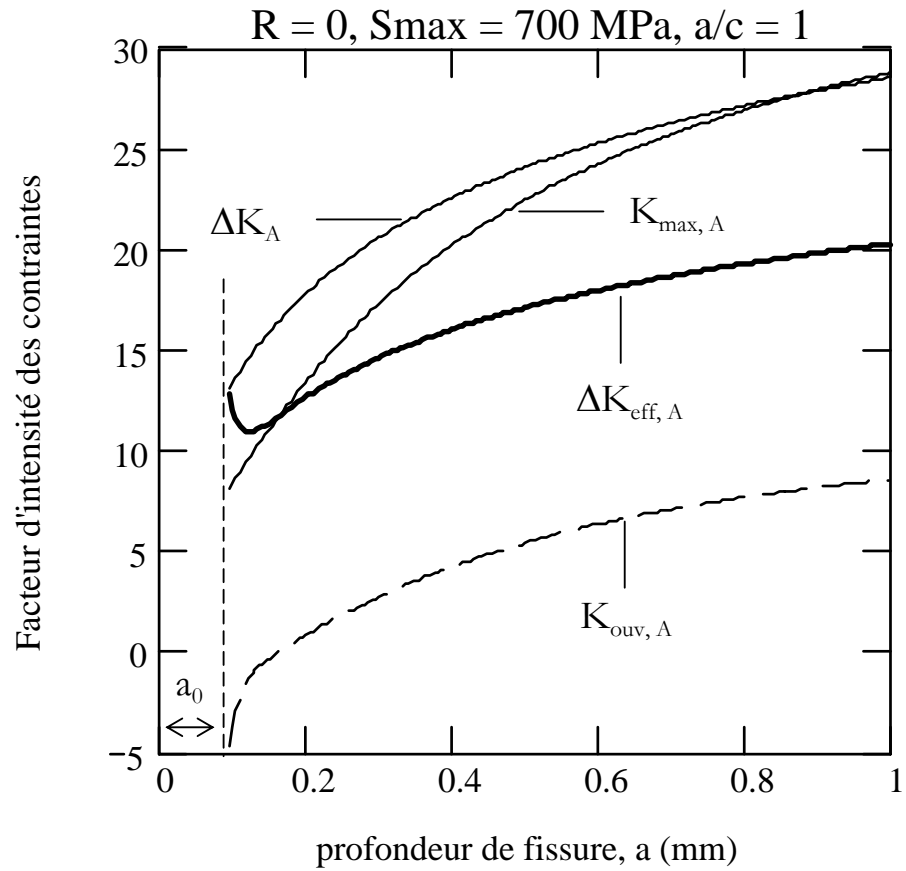


Figure IX.4 : facteurs d'intensité des contraintes calculés au cœur d'une éprouvette entaillée pour $R = 0$ et $S_{\max} = 700 \text{ MPa}$

Enfin, pour l'essai ayant préalablement subi la déformation plastique cumulée la plus importante (42.5%), les vitesses de propagation présentent une différence significative entre l'état prédéformé et l'état initial. A l'état prédéformé, les vitesses de propagation sont près de 5 fois supérieures à celles mesurées dans l'état initial. En examinant les faciès de rupture entre ces deux états, nous n'avons pas observé de différence significative. Il faut rappeler que la présence des oxydes laissés sur les faciès ne facilite pas cette comparaison. N'ayant observé ce phénomène que sur une seule éprouvette, des essais complémentaires de prédéformation réalisés avec des niveaux de déformation plastique cumulée intermédiaires, devraient permettre de conclure plus clairement sur un éventuel effet.

Si l'on se réfère aux résultats de calculs par éléments finis (figure IX.3), au fond de l'entaille, après 50 cycles de chargement, la déformation plastique cumulée ne dépasse pas 7.5 % en se plaçant dans le cas où la charge appliquée est élevée ($S_{\max} = 900$ MPa). D'après le tableau IX.1, ce niveau de déformation correspond à peine aux niveaux établis dans les éprouvettes sollicitées à $\epsilon_{\max} = 0.7\%$, pour lesquelles aucun effet sur les vitesses n'a été observé. Nous pouvons donc conclure que l'érouissage qui apparaît en fond d'entaille au cours des premiers cycles ne devrait pas avoir d'effet notable sur les vitesses de fissuration de l'alliage N18 à 650°C, sollicité avec des cycles 10-300-10.

IX.2 VITESSES DE PROPAGATION DES PETITES FISSURES DANS LES ZONES ENTAILLEES

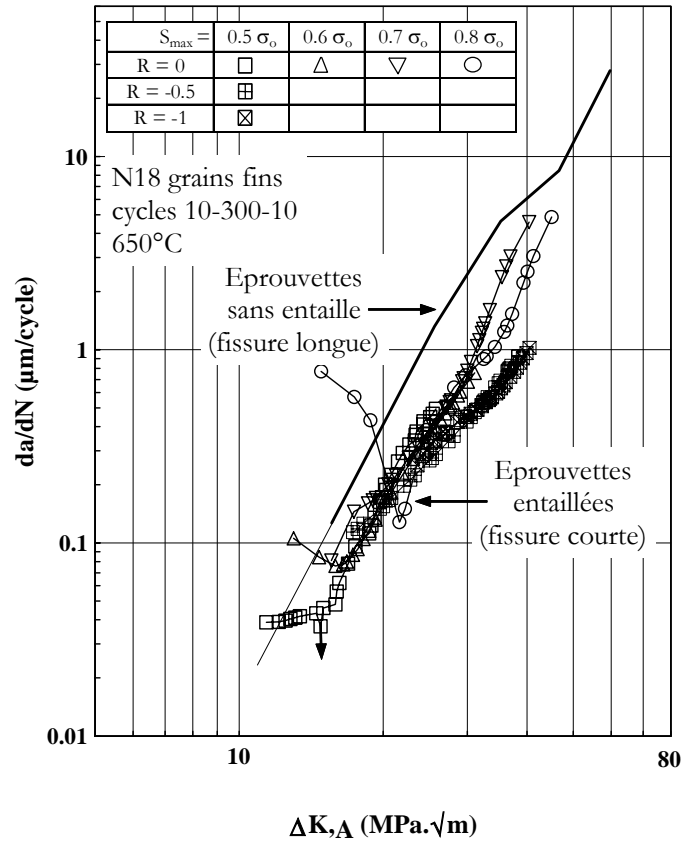
IX.2.1 Corrélation des résultats expérimentaux avec les calculs de chargement

Les paramètres de chargement que nous avons calculés dans la partie C sont comparés dans ce paragraphe sur une fissure semi-circulaire située dans une éprouvette entaillée symétrique. Cette comparaison est représentée à la figure IX.4 au cœur de l'éprouvette (point A) pour un essai réalisé à $R = 0$ et $S_{\max} = 700$ MPa. Sur cette figure, l'amplitude de chargement effective, $\Delta K_{\text{eff}, A}$, paraît toujours inférieure à l'amplitude de chargement totale, ΔK_A , l'écart le plus important entre ces deux paramètres intervenant dans le domaine des fissures longues. Une approche utilisant le paramètre ΔK_A devrait donc conduire à une surestimation du chargement appliqué. Une première approximation consiste donc à prendre en compte simplement l'amplitude du chargement exclusivement positive, $K_{\max, A}$. Dans ce cas, comme le montre la figure IX.4, le paramètre $K_{\max, A}$ est inférieur à $\Delta K_{\text{eff}, A}$ sur une avancée de fissure d'environ 50 μm , au delà, $K_{\max, A}$ devient supérieur. Il semble donc plus difficile de dire si l'on va surestimer ou sous-estimer le chargement en utilisant ce paramètre et, surtout, d'évaluer l'importance de l'erreur qui peut être faite en retenant un paramètre de chargement donné plutôt qu'un autre. Nous proposons de répondre à cette question, cruciale dans le choix d'une méthode simplifiée de dimensionnement, dans la suite de ce chapitre.

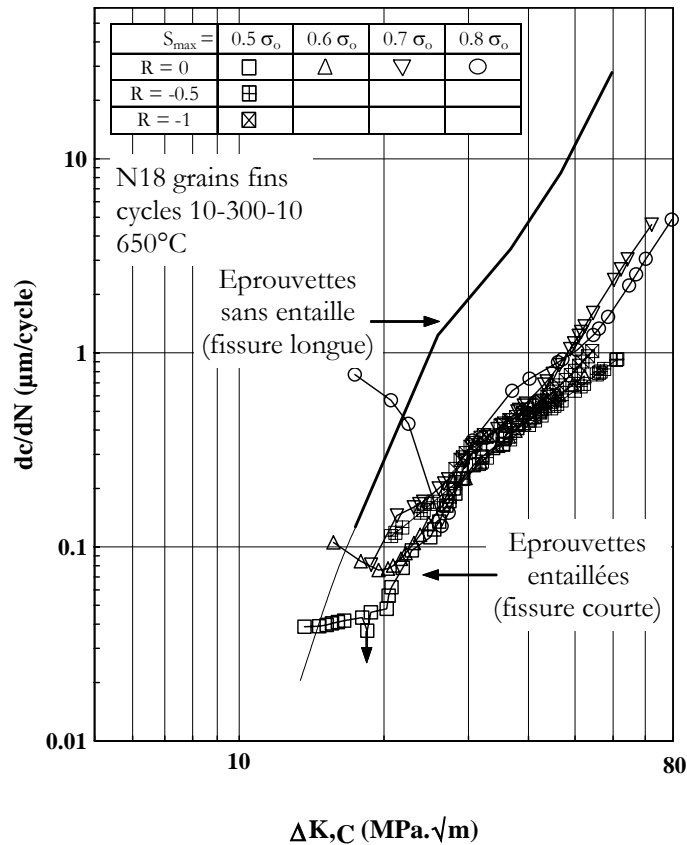
De plus, il apparaît clairement, sur la figure IX.4, que le paramètre $\Delta K_{\text{eff}, A}$ n'est pas toujours croissant, notamment à l'amorçage de la fissure. Cette diminution en début de propagation correspond au fait que le paramètre lié à la fermeture de la fissure, $K_{\text{ouv}, A}$, augmente plus rapidement à l'amorçage que le paramètre $K_{\max, A}$. Cette constatation importante permet de définir le domaine, très limité, au cours duquel les vitesses de propagation devraient diminuer en même temps que le chargement appliqué, $\Delta K_{\text{eff}, A}$. Nous allons voir que la prise en compte de ce domaine permet de réduire considérablement les anomalies de vitesses observées sur les petites fissures à l'amorçage.

Ces calculs ont été réalisés pour étudier les vitesses de propagation des petites fissures que nous avons mesurées expérimentalement sur les éprouvettes entaillées symétriques. Une première représentation est faite à la figure IX.5 en utilisant l'amplitude du facteur d'intensité des contraintes ΔK . L'analyse qui figure sur ces courbes est réalisée au cœur et à la surface de l'éprouvette.

(a)



(b)

Figure IX.5 : vitesses d'avancée des petites fissures en terme de ΔK : (a) à cœur, (b) en surface

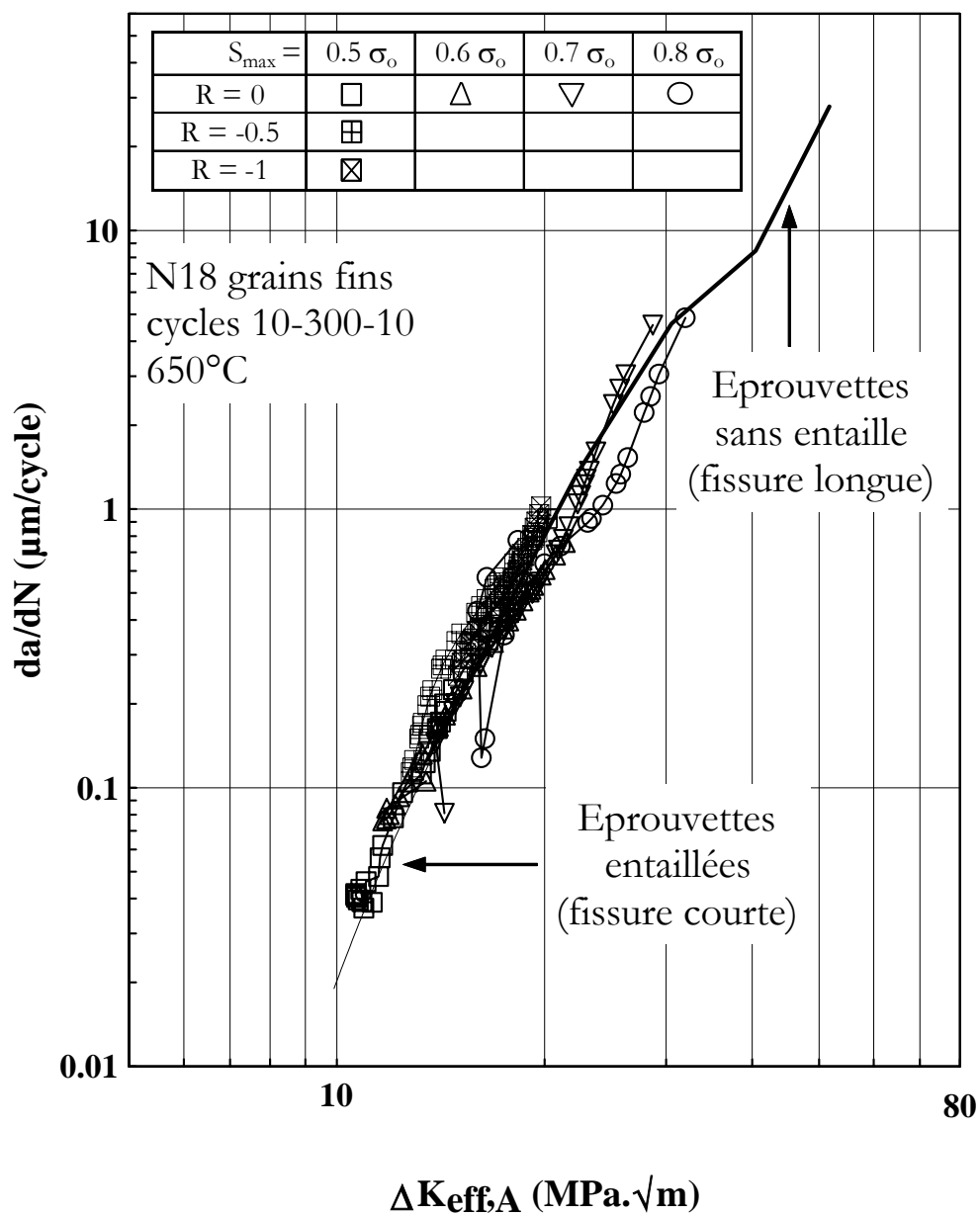


Figure IX.6 : vitesses d'avancée en terme de FIC effectif, ΔK_{eff} au cœur de l'éprouvette

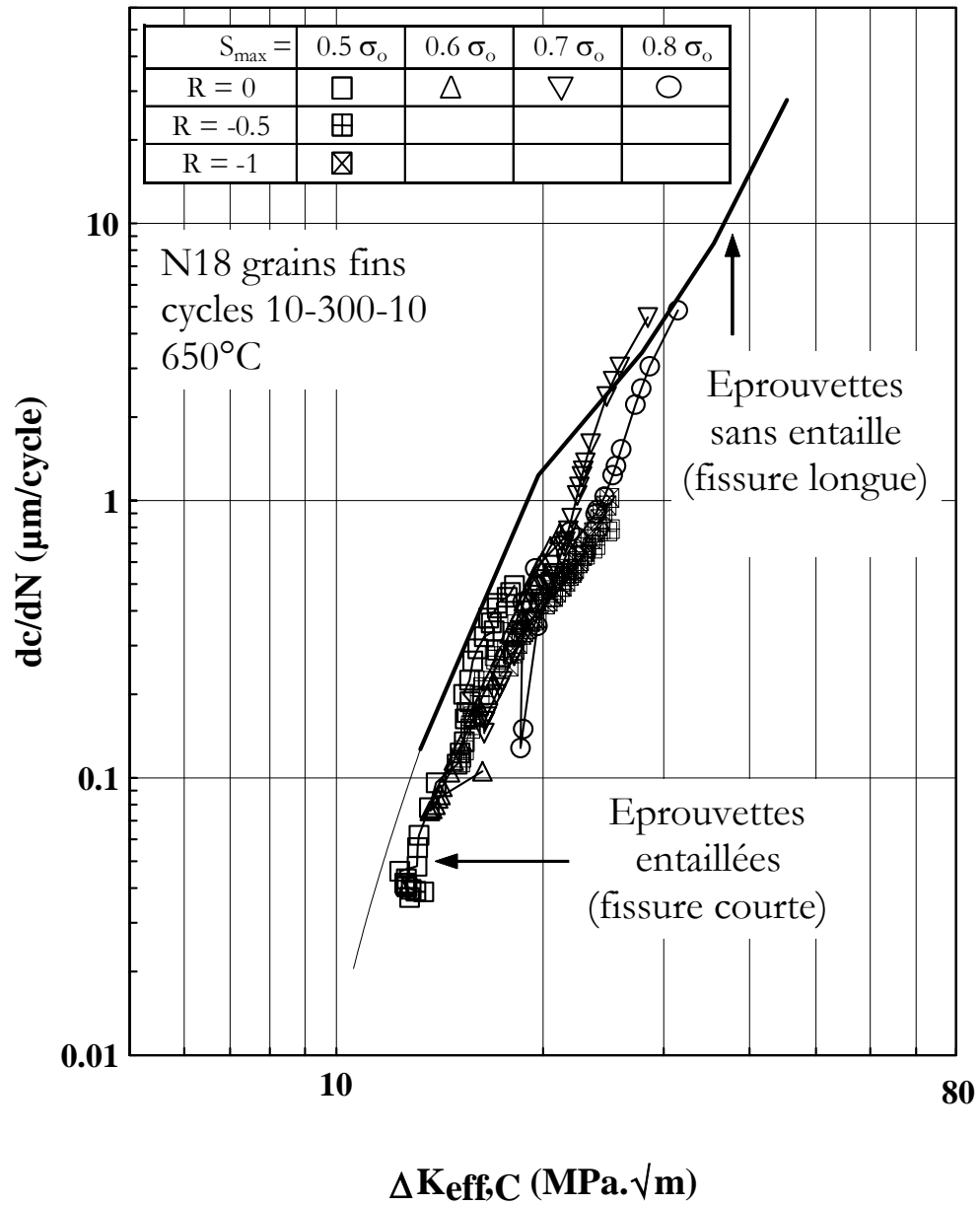


Figure IX.7 : vitesses d'avancée en terme de FIC effectif, ΔK_{eff} à la surface de l'éprouvette

Sur tous les essais représentés, nous avons supposé que les fissures restent semi-circulaires au cours de la propagation. Les vitesses de propagation de fissure déterminées sur des éprouvettes sans entaille de type KB2.5 ont été également représentées en fonction du paramètre utilisé sur la figure. Deux constatations semblent pouvoir être tirées de ces résultats.

Il apparaît, d'une part, dans le domaine des fortes valeurs de ΔK ($> 30 \text{ MPa}\cdot\sqrt{\text{m}}$), que les vitesses de propagation sont très inférieures à celles mesurées sur les éprouvettes lisses. La première conclusion est donc que le chargement pris en compte dans ce cas, n'est certainement pas le chargement auquel la fissure est réellement soumise sur les éprouvettes entaillées. D'autre part, pour les faibles valeurs de ΔK ($< 30 \text{ MPa}\cdot\sqrt{\text{m}}$), on peut constater que certaines vitesses mesurées à l'amorçage de la fissure sont supérieures à celles déterminées, à même ΔK , sur des fissures longues. La présence de ces "queues de courbe" s'apparente typiquement à l'effet de petite fissure que nous avons décrit auparavant.

Ces mêmes vitesses de propagation sont représentées en considérant les effets de fermeture de fissure à cœur (figure IX.6) et à la surface de l'éprouvette (figure IX.7). A titre indicatif, les résultats présentés en surface sur les éprouvettes KB2.5, prennent en compte la différence de fermeture à cœur et en surface ($U_c/U_a = 0.9$). Au cœur de l'éprouvette, les écarts sont réduits dans une large proportion aussi bien dans le domaine des fissures longues que dans celui des petites fissures. On peut remarquer notamment que les "queues de courbe" observées en utilisant le paramètre ΔK et semblant conduire à des vitesses de propagation très supérieures sur les éprouvettes entaillées, sont prises en compte de façon très satisfaisante en utilisant ΔK_{eff} . La conclusion importante, se dégageant de cette analyse, est qu'il existe une courbe maîtresse indépendante de la géométrie de l'éprouvette, des effets d'échelle de taille de fissure.

Cette conclusion s'applique également à la surface de l'éprouvette (figure IX.7). La courbe maîtresse semble donc également indépendante de la direction de propagation étudiée. Cependant, les résultats obtenus en surface sur les éprouvettes entaillées semblent présenter une correspondance moins bonne par rapport aux éprouvettes sans entaille. Mais cet écart ne semble pas, pour autant, significatif (inférieur à un rapport 2). Nous pouvons supposer qu'en surface, la fermeture de la fissure que nous avons calculée est légèrement sous-estimée. En effet, le chargement en surface étant plus élevé qu'à cœur, il est possible que les effets de fermeture induits par la rugosité, qui ne sont pas pris en compte dans notre analyse -on le rappelle-, soient plus importants. D'une manière générale, l'effet de fermeture de fissure semble pouvoir rendre compte des résultats obtenus sur les fissures longues et sur les fissures courtes.

IX.2.2 Synthèse de la méthodologie

La méthodologie développée sur l'alliage N18 à grains fins pour décrire les vitesses de propagation des fissures de fatigue amorcées au droit de zones de concentration de contraintes, peut être résumée en considérant les étapes suivantes.

Etape 1 : calculer le chargement appliqué "localement" en fond d'entaille : $\Delta\sigma = \sigma_{\text{max}} - \sigma_{\text{min}}$

On réalise tout d'abord un calcul par éléments finis élastique qui va permettre de déterminer le facteur de concentration de contraintes en fond d'entaille, $K_t = \sigma_{\text{max}}/S_{\text{max}}$, ainsi que l'amplitude des contraintes élastiques au droit de l'entaille, que nous appellerons par la suite $\Delta\sigma_e$, en relation avec l'amplitude de charge appliquée $\Delta S = S_{\text{max}} - S_{\text{min}}$. Deux cas de figure peuvent alors se présenter :

Cas 1 - Tant que la plasticité en fond d'entaille reste confinée, nous pouvons faire l'approximation suivante, à partir de la méthode de Neuber :

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_e = K_t \cdot \Delta S$$

Cas 2 – Au-delà de la limite du confinement plastique, l'amplitude locale de contraintes doit être obtenue par un calcul viscoplastique cyclique afin de déterminer l'amplitude de contraintes viscoplastiques à l'état stabilisé, $\Delta\sigma$, et l'amplitude des déformations plastiques, $\Delta\varepsilon_p$, correspondante.

Sur les éprouvettes entaillées symétriques de SNECMA ($K_t = 1.74$), le cas 1 peut être utilisé jusqu'à une amplitude de charge appliquée $\Delta S \leq 0.8 \cdot R_{p0.2}^c$ ($R_{p0.2}^c = 1150$ MPa). Au-delà, il est préférable d'utiliser le cas 2. Cette limite a été établie à partir des niveaux de chargement que nous avons étudiés dans cette étude. La validation de l'utilisation du cas 1 à des amplitudes de charge appliquée, ΔS , plus élevées est envisageable, mais demande confirmation.

Etape 2 : calculer l'amplitude totale du facteur d'intensité des contraintes : $\Delta K = K_{\max} - K_{\min}$

Les profils de contraintes en fond d'entaille obtenus à l'étape 1 de façon élastique (cas 1) ou viscoplastique (cas 2), aux charges appliquées S_{\max} et S_{\min} , sont interpolés par des polynômes d'ordre n quelconque. En première approximation, on peut alors supposer que la fissure est quasi semi-circulaire, ce qui permet d'utiliser l'expression proposée par Hand pour déterminer les facteurs d'intensité des contraintes, K_{\max} et K_{\min} étant respectivement déterminés à partir des charges appliquées S_{\max} et S_{\min} . En écrivant chaque profil de contraintes sous la forme :

$$\sigma(x) = \sum_{i=0}^n a_i \cdot x^i \quad (\text{IX.2})$$

la valeur du FIC correspondant à ce champ de contraintes est donc :

$$K(x) = \alpha \cdot 2 \cdot \sqrt{\frac{x}{\pi}} \cdot \sum_{i=0}^n [a_i \cdot K_i^* \cdot x^i] \quad (\text{IX.3})$$

avec $\alpha = 1.03$ au cœur de l'éprouvette et $\alpha = 1.21$ en surface. Les coefficients K_i^* sont différents si le calcul est réalisé à la surface ou au cœur de l'éprouvette (annexe E).

Deux cas de figure peuvent également se présenter suivant le chargement appliqué :

- si l'amplitude de charge appliquée conduit à des contraintes élastiques en fond d'entaille après quelques cycles ($\Delta S \leq 0.8 R_{p0.2}^c$ sur les éprouvettes entaillées symétriques) alors :

$$\Delta K = K_{\max} - K_{\min} \quad (\text{IX.4})$$

- si l'amplitude des contraintes obtenues en fond d'entaille est viscoplastique ($\Delta S > 0.8 R_{p0.2}^c$ sur les éprouvettes entaillées symétriques) alors l'approche de Skelton peut être utilisée :

$$\Delta K = (K_{\max} - K_{\min}) \cdot \left(1 + \frac{E \cdot \Delta\varepsilon_p}{U \cdot \Delta\sigma} \right) \quad (\text{IX.5})$$

Cependant, nous n'avons pas eu l'occasion de vérifier si l'approche de Skelton permettait également de rendre compte, à partir des courbes de fissuration, des résultats obtenus sur les fissures courtes. Une étude complémentaire impliquant des niveaux de chargement supérieurs à ceux étudiés dans ce mémoire, pourrait permettre d'estimer la validité de cette approche sur les éprouvettes entaillées symétriques.

Etape 3 : calculer l'amplitude effective du facteur d'intensité des contraintes : $\Delta K_{\text{eff}} = U \cdot \Delta K$

Cette étape consiste à calculer le coefficient de fermeture tel que :

$$U = \frac{S_{\max} - S_{\text{ouv}}}{S_{\max} - S_{\min}} \quad (\text{IX.6})$$

- Le calcul de ce coefficient au cœur de l'éprouvette, U_a , peut être obtenu soit par un calcul éléments finis faisant intervenir une loi de comportement viscoplastique de l'alliage,

associée à une simulation de propagation de fissure, soit en utilisant le modèle de Newman en 2D et en Déformation Plane que nous avons présenté précédemment.

Le calcul du coefficient de fermeture à la surface de l'éprouvette, U_c , nécessite une étude expérimentale préalable sur quelques éprouvettes de laboratoire représentant la zone entaillée étudiée.

On détermine ainsi, à l'aide de quelques essais interrompus, réalisés à même charge nominale et même rapport de charge, le rapport de forme a/c adopté par la fissure au cours de sa propagation. A partir de ces résultats, on peut déterminer le rapport U_c/U_a en ajustant les prévisions sur ces résultats expérimentaux. L'expression du rapport U_c/U_a permet donc de déterminer le coefficient U_c .

Sur les éprouvettes entaillées symétriques, en utilisant des essais à 650°C réalisés avec des cycles 10-300-10, un rapport de charge $R = 0$ et une charge appliquée S_{max} de 900 MPa, nous avons proposé une expression empirique donnant l'évolution des coefficients de fermeture en surface et à cœur en fonction de la profondeur de la fissure, soit :

$$\frac{U_c}{U_a} = 0.55 + (1 - 0.55) \cdot \exp\left(-2 \cdot \frac{a - a_0}{t}\right) \quad (\text{IX.7})$$

avec a_0 = longueur initiale de fissure = 0.095 mm et t = largeur de l'éprouvette (en mm)

Il resterait à vérifier, avec des essais complémentaires, l'évolution que peut éventuellement prendre ce rapport lorsque des niveaux de charge différents sont appliqués.

Le nombre de cycles permettant d'atteindre une longueur de fissure, de longueur a , sera donc :

$$N(a) := \int_{a_0}^a \frac{\Delta K_{eff}(a)^{-n}}{C} da \quad (\text{IX.8})$$

Les constantes C et n sont celles déterminées par la loi de Paris en utilisant des éprouvettes lisses de type KB2.5 ou CT comportant des fissures longues et testées avec un rapport de charge suffisant pour qu'il n'y ait plus de fermeture, par exemple, $R = 0.3$ dans l'alliage N18 à grains fins.

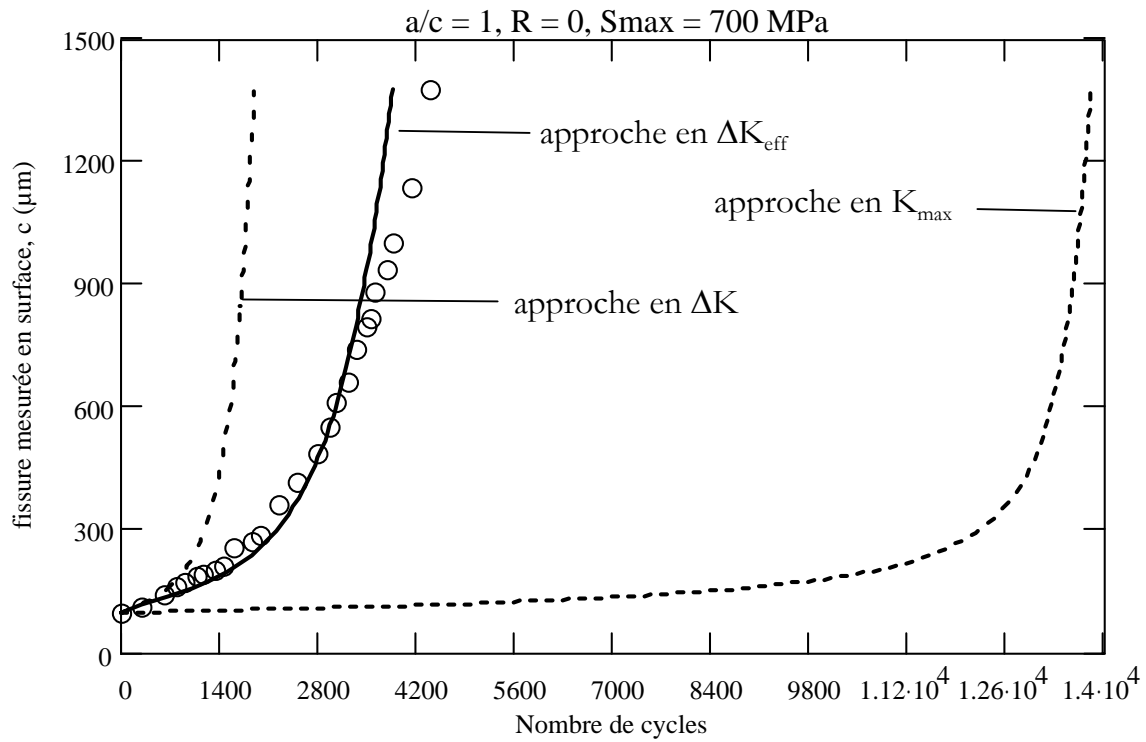


Figure IX.8 : comparaison des approches en K (trait) avec les résultats expérimentaux (motifs vides)

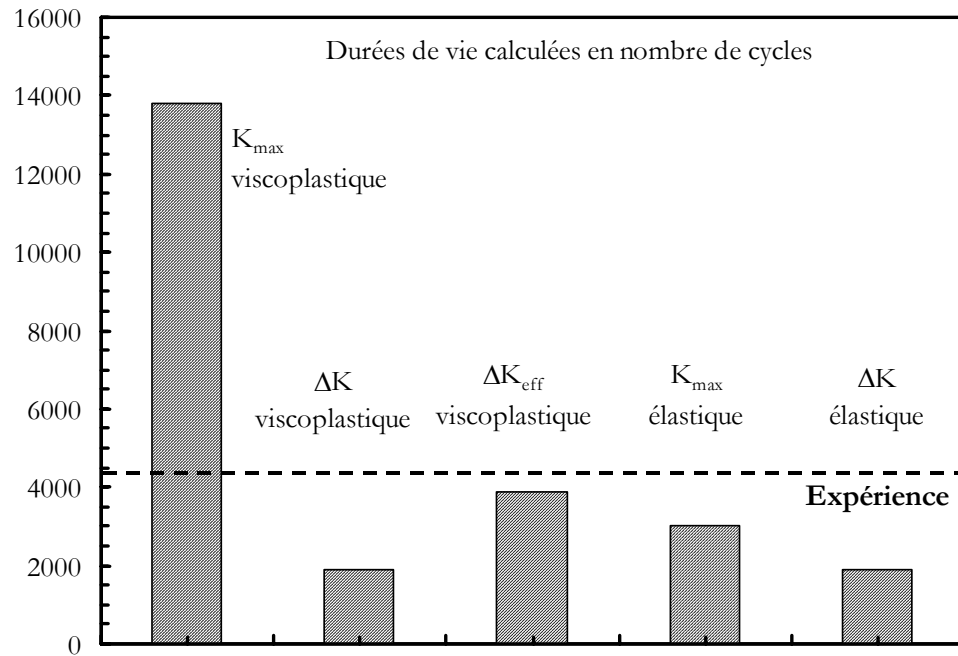


Figure IX.9 : durées de vie comparées en utilisant chaque approche

Cette méthodologie n'étant pas totalement prévisionnelle dans la mesure où la dernière étape nécessite des examens préliminaires, nous avons étudié quelle pouvait être l'erreur commise sur le calcul de la durée de vie lorsque la fermeture de fissure n'est pas prise en compte. A titre d'exemple, nous avons repris le niveau de chargement utilisé à la figure IX.4 qui est proche du chargement imposé au fond d'une alvéole de fixation dans un disque de turbine. A partir des résultats obtenus sur les éprouvettes KB2.5, les vitesses de propagation de fissures sur l'alliage N18 à grains fins à 650°C avec des cycles 10-300-10 à R = 0.1 ont été représentées de la façon suivante :

$$\text{Pour } K = K_{\max} : \frac{da}{dN} = 1.222.10^{-7} \cdot (K_{\max})^{4.871} \quad (\text{IX.9})$$

$$\text{Pour } K = \Delta K : \frac{da}{dN} = 1.994.10^{-7} \cdot (\Delta K)^{4.871} \quad (\text{IX.10})$$

$$\text{Pour } K = \Delta K_{\text{eff}} : \frac{da}{dN} = 4.544.10^{-7} \cdot (\Delta K_{\text{eff}})^{4.871} \quad (\text{IX.11})$$

où les vitesses de propagation sont exprimées en $\mu\text{m}/\text{cycle}$ et les FIC en $\text{MPa}\cdot\sqrt{\text{m}}$.

L'avancée d'une fissure semi-circulaire dans une éprouvette entaillée symétrique avec R = 0 et $S_{\max} = 700 \text{ MPa}$, a été simulée à la figure IX.8, en utilisant chacune de ces 3 modélisations établies sur des éprouvettes sans entaille. Nous avons rappelé également les résultats expérimentaux. Sur cette figure, tous les paramètres de chargement qui sont représentés, ont été calculés à partir des profils de contraintes viscoplastiques déterminés par éléments finis en fond d'entaille. Les prévisions utilisant ces différents paramètres permettent de tirer plusieurs conclusions importantes.

La prévision la plus proche des résultats expérimentaux est celle prenant en compte la fermeture (ΔK_{eff}). En effet, la durée de vie déterminée à partir de cette prévision (≈ 3800 cycles) est proche de celle obtenue expérimentalement (≈ 4000 cycles), comme le montre cette figure. En utilisant le paramètre ΔK , moins éloigné d'une approche d'ingénieur, la durée de vie calculée (≈ 2000 cycles) est inférieure (d'un rapport 2) à celle obtenue avec l'essai. La durée de vie calculée est donc sous-estimée. Ce résultat peut facilement s'expliquer par le fait que ΔK est toujours supérieur à ΔK_{eff} . Cette approche peut donc s'avérer utile dans la mesure où l'on dispose d'une marge de sécurité suffisante sur la durée de vie réelle. En revanche, en utilisant une approche en terme de K_{\max} , la durée de vie est significativement supérieure (≈ 14000 cycles) à celle obtenue expérimentalement. Dans ce cas, la durée de vie est très largement surestimée. Nous rappelons que K_{\max} n'est inférieur à ΔK_{eff} que sur une distance représentant seulement les 50 premiers microns de l'avancée de la fissure, comme nous l'avons montré à la figure IX.4. Il semble donc que l'essentiel de la durée de vie des fissures de fatigue est obtenu lorsque la fissure est très petite.

Enfin, nous avons comparé, à la figure IX.9, les résultats obtenus avec une approche très simplifiée consistant à ne prendre en compte que des profils de contraintes élastiques. On peut constater qu'en terme de ΔK , la durée de vie calculée à partir d'un profil élastique est similaire à celle déterminée en considérant des profils viscoplastiques. Ce résultat peut se justifier par le fait que les amplitudes de contraintes sont identiques dans les deux cas, compte tenu du faible niveau de chargement qui est appliqué. En prenant une approche en terme de K_{\max} , la durée de vie calculée semble plus proche de la durée de vie mesurée expérimentalement.

En conclusion, la solution consistant à prendre en compte uniquement le paramètre K_{\max} à partir d'un profil viscoplastique, doit être évitée. Les autres approches simplifiées conduisent à une sous-estimation plus ou moins marquée de la durée de vie, ce qui semble plutôt favorable pour le dimensionnement d'un composant.

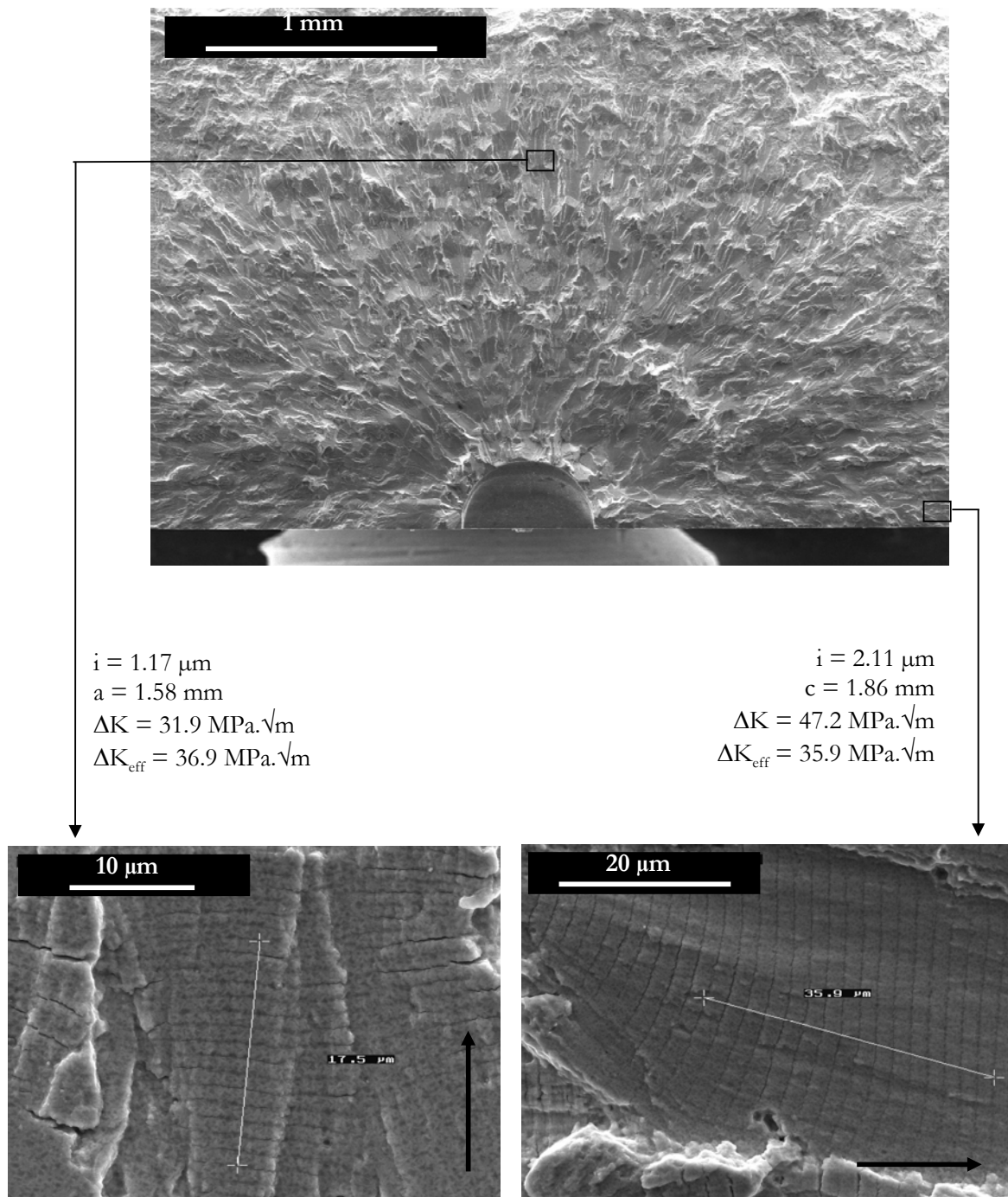


Figure IX.10 : mesures des interstries en mode transgranulaire à 650°C sur l'alliage N18 à gros grains (la flèche indique la direction de propagation)

IX.3 APPLICATIONS A L'ALLIAGE N18 A GROS GRAINS

IX.3.1 Validation du chargement par mesures des interstries

Des essais de propagation de fissure sur les éprouvettes entaillées symétriques ont été réalisés à 650°C sous air et sous vide en utilisant des cycles 10-300-10, un rapport de charge nul et une charge appliquée S_{\max} de 800 MPa. Nous avons montré sur les éprouvettes KB2.5 testées au chapitre III que le mode de rupture de l'alliage N18 à gros grains à 650°C est transgranulaire lorsqu'il est soumis à des cycles 10-10 et 10-300-10. Ce mode de rupture a été également observé sur les éprouvettes entaillées symétriques dans ces conditions de sollicitation. Dans la zone d'amorçage de la fissure sur ces éprouvettes, nous avons observé des facettes cristallographiques qui s'étendent sur une centaine de microns au-delà du défaut usiné par électro-érosion. Ensuite, les faciès sont caractérisés par la présence de stries de fatigue observables sur un large domaine de propagation. A titre d'illustration, nous avons représenté l'allure d'un faciès obtenu sur une éprouvette de type KB2.5 à la figure IX.10. Nous avons été en mesure de déterminer la distance entre ces stries, en différents points du faciès de rupture. Nous proposons d'utiliser ces mesures pour valider les calculs de ΔK_{eff} qui ont été réalisés à la partie C sur les éprouvettes entaillées symétriques.

La méthode consiste à déduire de la mesure de cette distance, l'interstrie, sur les éprouvettes entaillées symétriques, le chargement ΔK^{exp} auquel la fissure a réellement été soumise. La correspondance entre cet interstrie, noté i , et le chargement appliqué, est obtenue à partir d'une courbe de référence, $i = f(\Delta K)$ propre à l'alliage et aux conditions de sollicitation.

Dans un premier temps, nous avons déterminé la courbe de référence sur des éprouvettes sans entaille. Les interstries ont été mesurées sur les éprouvettes K2.5 sollicitées à 650°C en cycles 10-10 et 10-300-10, dont les résultats ont été présentés au chapitre III. Sur cette géométrie d'éprouvette, il est possible de calculer précisément les facteurs d'intensité des contraintes, ΔK et ΔK_{eff} à l'endroit où la mesure est réalisée. Nous avons fait l'hypothèse, cependant, que le niveau de fermeture sur l'alliage à gros grains était le même que celui déterminé sur l'alliage à grains fins ($S_{\text{ouv}} = 0.24 S_{\max}$). Ces mesures ont été menées dans deux sens de propagation différents : le sens A allant vers le cœur de l'éprouvette et le sens C parallèle à la surface de l'éprouvette. Les résultats obtenus sont représentés en fonction de ΔK_{eff} à la figure IX.11. Ces mesures ont été également portées en fonction de ΔK , mais ne sont pas représentées ici. On peut remarquer, sur cette figure, que les interstries mesurées sont pratiquement identiques dans les deux sens de propagation étudiés. Nous avons pu ainsi déterminer une courbe de référence de la forme $i = B.(\Delta K_{\text{eff}})^m$ avec $B = 0.0156$, $m = 1.32$ et i en μm , définie pour ces deux sens de propagation.

De plus, nous avons fait l'hypothèse qu'une strie correspond à l'avancée de la fissure sur un seul cycle. On sait que cette hypothèse est habituellement vérifiée quand les vitesses de propagation sont de l'ordre de $1 \mu\text{m}/\text{cycle}$, correspondant au stade de propagation dans le domaine de Paris (**François et al., 1992**). Nous avons donc représenté à la figure IX.12, la correspondance obtenue en terme de ΔK_{eff} entre les vitesses de propagation macroscopiques mesurées sur les éprouvettes KB2.5 et les interstries déterminées sur ces mêmes éprouvettes. On rappelle, en première approximation, que la distance entre les stries varie comme le carré de ΔK conformément à la théorie de l'écartement du CTOD (**Bathias, 1980**). L'exposant ($m = 1.32$) que nous obtenons est donc assez proche de ce résultat. Les vitesses de propagation, elles, sont fonction de $(\Delta K_{\text{eff}})^m$ avec $m = 3.85$, ce qui représente une valeur usuelle dans ce type d'alliage. Pour un ΔK_{eff} donné, les vitesses macroscopiques de la fissure, représentées par da/dN , diffèrent des vitesses microscopiques liées à l'interstrie suivant le domaine considéré.

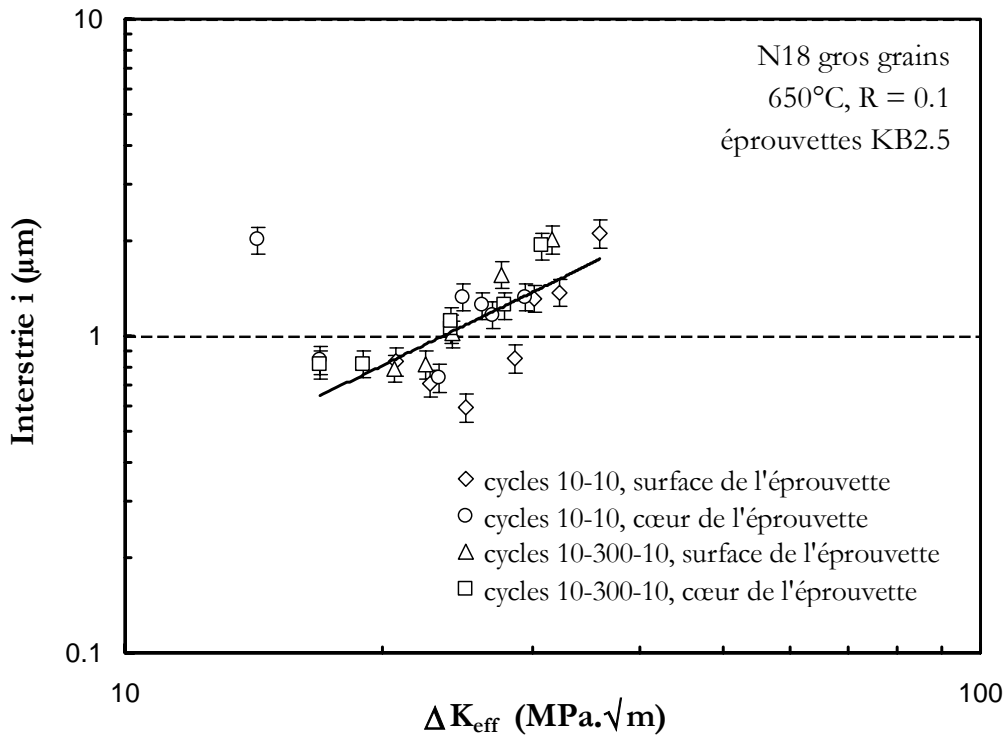


Figure IX.11 : calibration sur éprouvette plate de l'interstrie en fonction du chargement effectif

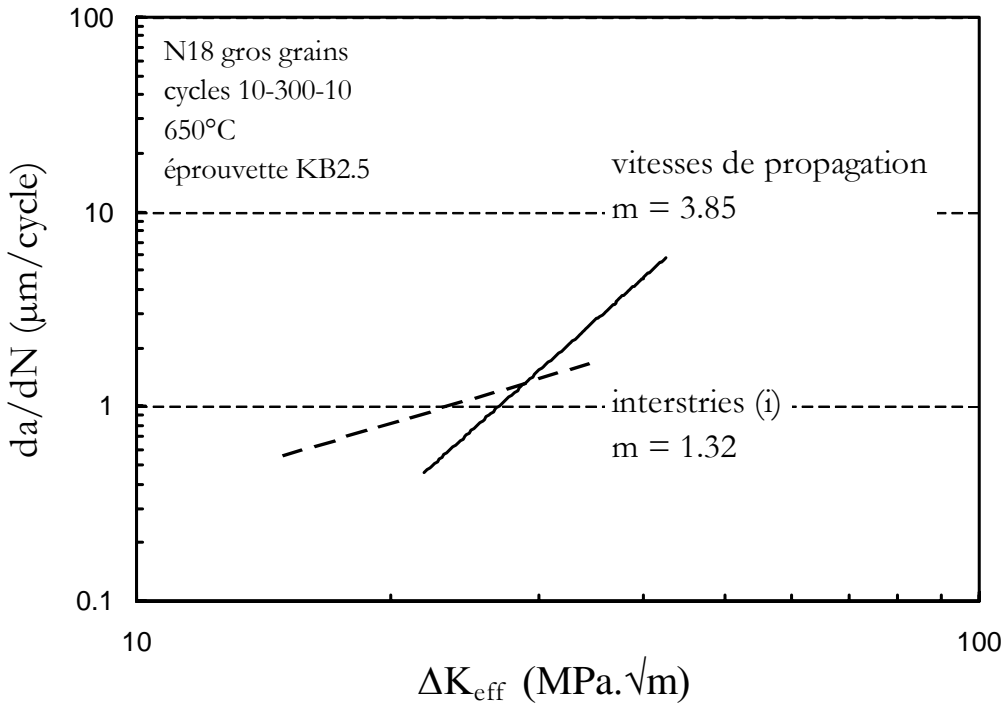


Figure IX.12 : correspondance entre les vitesses de propagation de fissure sur les éprouvettes sans entaille KB2.5 et les mesures d'interstrie

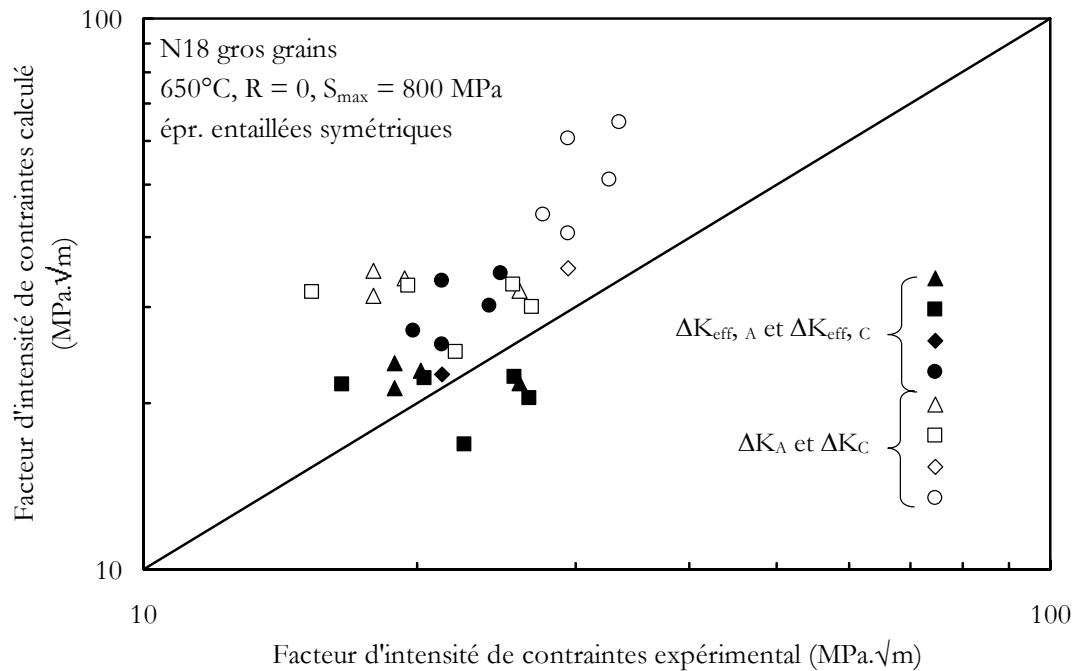


Figure IX.13 : correspondance entre le FIC calculé et le FIC déterminé par mesures de l'interstrie sur les éprouvettes entaillées symétriques

Pour de faibles ΔK_{eff} la vitesse microscopique est plus grande que la vitesse macroscopique (figure IX.12). On attribue cet écart à la désorientation locale des stries par rapport à la direction générale de propagation, à la subdivision des plages striées et, surtout, à l'arrêt momentané de la fissure en certains points du front.

Dans un second temps, nous avons réalisé des mesures d'interstrie sur les éprouvettes entaillées symétriques pour déterminer, à partir de la courbe de référence établie sur les éprouvettes sans entaille, la valeur de ΔK^{exp} et $\Delta K_{\text{eff}}^{\text{exp}}$ correspondant à la détermination expérimentale de ΔK et ΔK_{eff} . Indépendamment de ces calculs, nous avons appliqué la méthodologie développée à la partie C pour calculer ces facteurs à l'endroit de la mesure de l'interstrie. Ces calculs font intervenir la loi de comportement viscoplastique identifiée par **Schmittbiel (1996)** sur l'alliage à gros grains (annexe C et chapitre IV).

La correspondance entre le FIC déterminé expérimentalement et celui calculé théoriquement à la partie C, est réalisée à la figure IX.13. On peut constater qu'en utilisant une approche en ΔK , plus largement utilisée par l'ingénieur, les mesures réalisées expérimentalement conduisent à un paramètre de chargement significativement inférieur à celui calculé par voie numérique. En revanche, la prise en compte de la fermeture sur les éprouvettes entaillées symétriques permet un bien meilleur accord entre ces résultats. Cette étude montre, d'une part, que les effets de fermeture que nous avons calculés, permettent d'aborder plus finement les chargements appliqués très localement sur le front de la fissure en fond d'entaille. D'autre part, en régime de rupture transgranulaire, il semble qu'il y ait une adéquation très satisfaisante entre les chargements locaux et le mode d'endommagement mécanique en pointe de fissure, représenté par les stries.

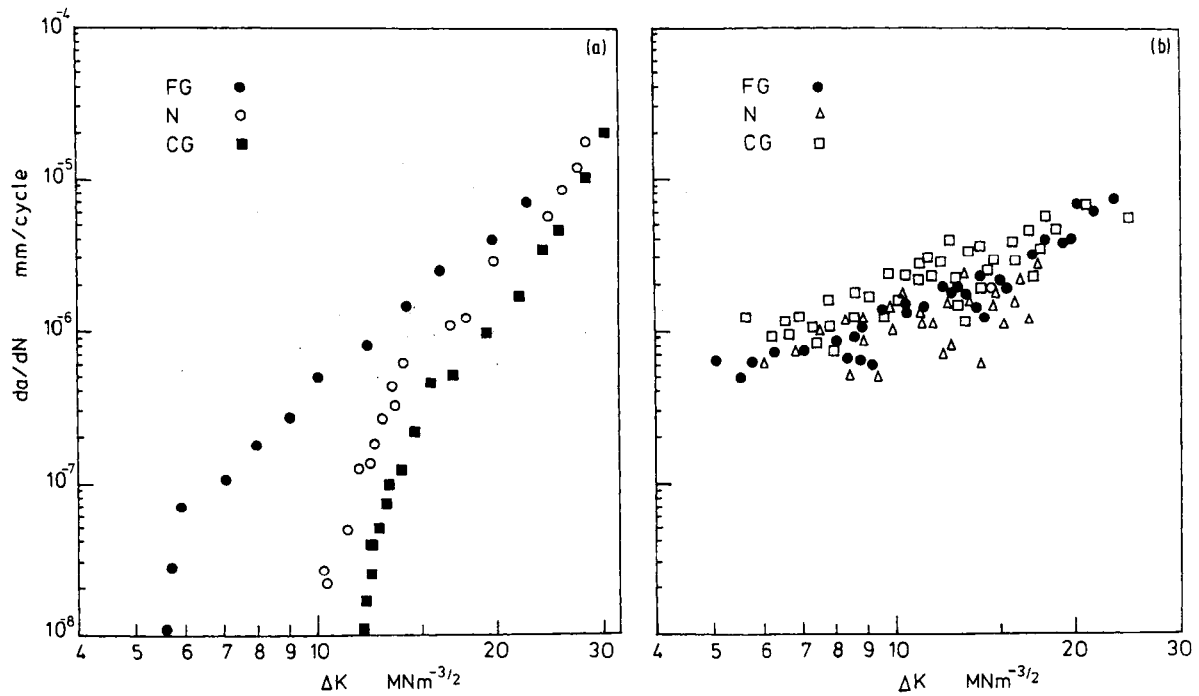


Figure IX.14 : effet de taille de grains sur les vitesses de propagation à l'ambiante dans l'Astroloy (Brown et al., 1984) : (a) fissures longues (b) fissures courtes. FG = grains de 11 μm , CG = grains de 50 μm , N = grains mixtes de 5 et 40 μm

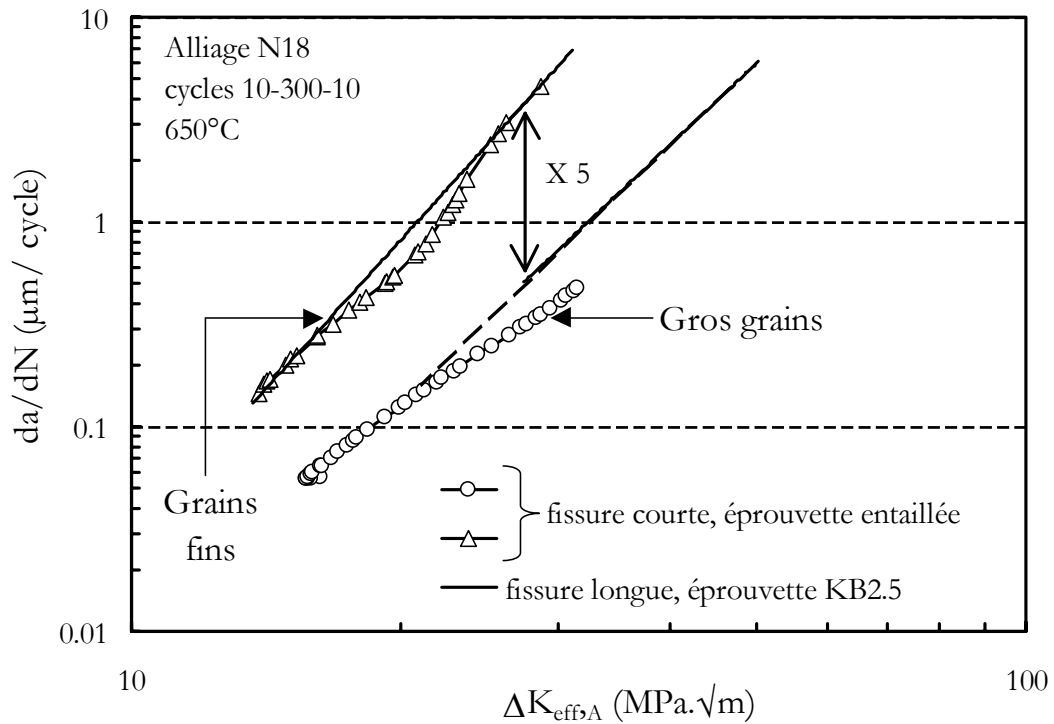


Figure IX.15 : effet de la taille de grains sur l'alliage N18 à 650°C

IX.3.2 Comportement en fatigue-fluage de l'alliage N18 à gros grains

IX.3.2.1 Rappels des résultats sur les fissures longues

Avant de présenter les résultats obtenus sur les éprouvettes entaillées symétriques avec l'alliage N18 à gros grains, nous proposons de rappeler certains résultats obtenus sur les éprouvettes KB2.5 sans entaille (chapitre III). D'après les résultats obtenus sur fissure longue, l'alliage à gros grains présente une résistance à la fissuration sous air bien meilleure à 650°C que l'alliage à grains fins. Lorsque le matériau est sollicité en utilisant des cycles 10-300-10 à 650°C, les vitesses de propagation sont 5 fois inférieures dans l'alliage à gros grains que dans celui à grains fins. A cette température, le mode de rupture dans l'alliage à gros grains est transgranulaire, le régime intergranulaire ayant été atteint à une température significativement plus élevée (730°C).

Deux effets semblent pouvoir expliquer ce phénomène sur les superalliages. Le premier est lié à la taille de grains. En effet, sur des fissures longues et en présence des effets d'environnement, les vitesses de propagation sont plus faibles avec les alliages présentant des tailles de grains importantes (**Pédron et Pineau, 1982**). On suppose, dans ce cas, que la surface formée par les joints de grains exposée à l'oxygène est plus faible que dans un matériau à grains fins. De la même façon, **Brown et al. (1984)** ont observé à température ambiante sur l'Astroloy que les vitesses de propagation de fissures longues étaient significativement supérieures sur un alliage à grains fins (10-13 μm) que sur un alliage à gros grains (50 μm), comme le représente la figure IX.14a. En revanche, ces auteurs ont constaté que sur des fissures de taille beaucoup plus faible ($< 1 \text{ mm}$), ces différences de vitesses de propagation n'étaient plus observées (figure IX.14b). Pour ces auteurs, la différence entre les deux types d'alliage est associée aux écarts de fermeture de fissure dus à la rugosité des faciès qui diffère d'un alliage à l'autre. Lorsque les fissures sont de petite taille, ces effets sont négligeables, ce qui n'est plus le cas au-delà d'une certaine taille de fissure critique.

Le second effet est un effet d'environnement. Dans ce cas, selon l'hypothèse proposée par **Andrieu et Pineau (1998)**, la taille des précipités γ'' dans le grain est le paramètre critique. En augmentant la taille de ces précipités, l'effet dû à l'environnement sur les vitesses de propagation doit diminuer.

Pour bien identifier sur l'alliage N18, chacun des mécanismes que nous venons de décrire, nous avons réalisé des essais sur des éprouvettes entaillées comportant une petite fissure. Deux types d'essai ont été menés : l'un servant à étudier l'influence de la taille de grains sur les vitesses de propagation et l'autre, les effets d'environnement.

IX.3.2.2 Influence de la taille de grains sur les vitesses de propagation des petites fissures

Les essais présentés dans ce paragraphe concernent uniquement ceux menés sous air. Un essai réalisé à $R = 0$ et $S_{\text{max}} = 800 \text{ MPa}$ a été mené sur une éprouvette entaillée symétrique prélevée dans l'alliage à gros grains. Les vitesses de propagation des petites fissures obtenues sur l'alliage à gros grains sont comparées à celles de l'alliage à grains fins à la figure IX.15. Sur cette figure, nous avons également représenté les vitesses de propagation obtenue sur des fissures longues. Ils sont exprimés en terme de ΔK_{eff} calculé au cœur de l'éprouvette pour permettre la comparaison entre ces deux géométries d'éprouvette différentes.

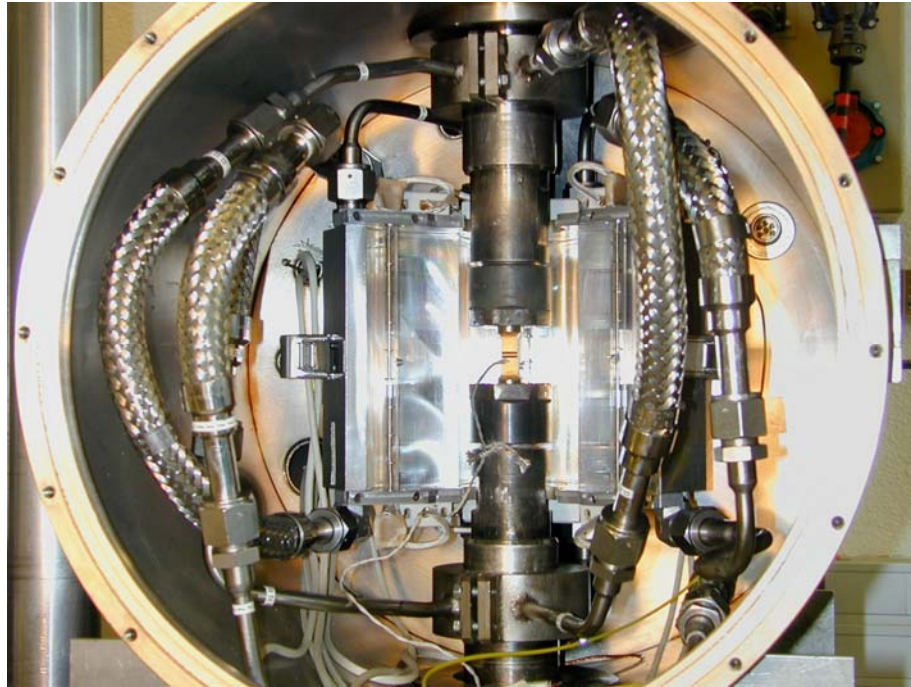


Figure IX.16 : dispositif expérimental de propagation de petite fissure sous vide à haute température

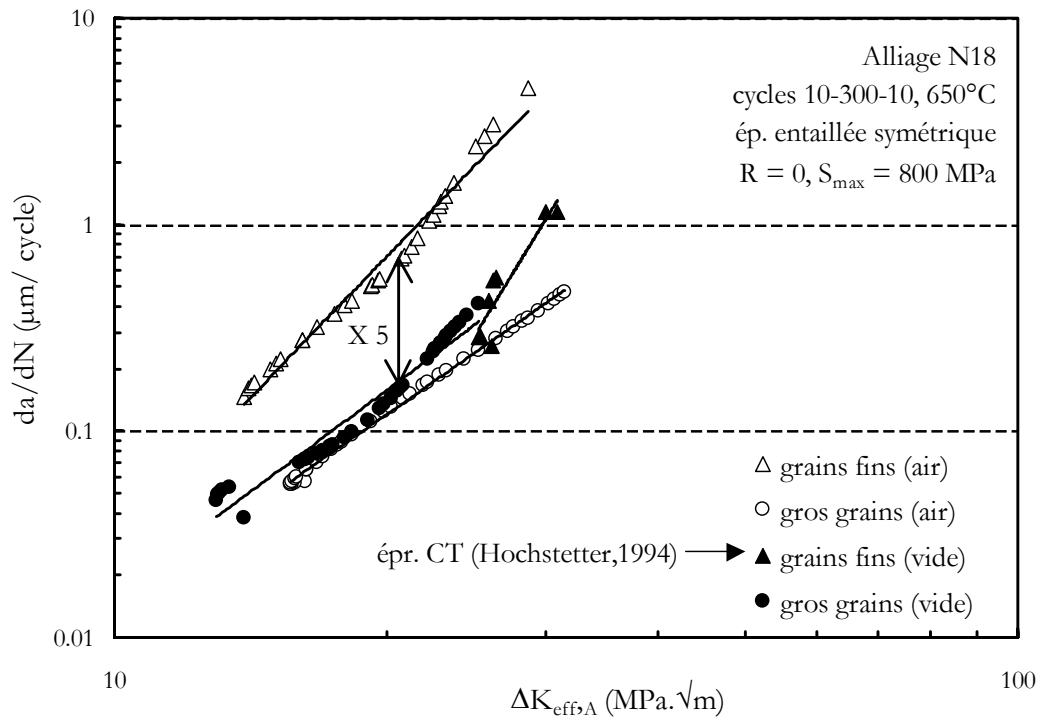


Figure IX.17 : effet d'environnement sur l'alliage N18 à 650°C

L'effet obtenu semble pouvoir être analysé de la façon suivante. Les vitesses de propagation sont très peu différentes d'une géométrie d'éprouvette à l'autre dans les deux alliages étudiés. Dans l'alliage à gros grains, les vitesses obtenues sur les éprouvettes entaillées sont légèrement inférieures à celles mesurées sur des fissures longues. Il se peut que sur les éprouvettes entaillées, la fermeture de fissure due à la rugosité, qui n'a pas été prise en compte jusqu'ici, ait un effet notable quand la taille de la fissure devient importante.

Cependant, les écarts de vitesses de propagation observés entre les deux alliages, sur des petites fissures, semblent du même ordre de grandeur que ceux mesurés sur les fissures longues. L'effet observé sur l'Astroloy par Brown et al. (1984) en utilisant le paramètre ΔK , ne semble pas apparaître sur l'alliage N18 à 650°C en utilisant le paramètre ΔK_{eff} . Ce résultat laisse donc envisager un effet d'environnement.

IX.3.2.3 Effet d'environnement sur l'alliage N18 à gros grains

Un montage expérimental permettant de réaliser des essais sous vide secondaire (10^{-6} mbar) a été mis au point pour permettre d'étudier les effets de l'environnement sur l'alliage à gros grains en présence de petite fissure (figure IX.16). La particularité de ce montage est de permettre la mesure optique (avec le dispositif Questar) des avancées de fissure à travers un hublot. Le banc d'essai a donc permis de tester des éprouvettes entaillées symétriques à haute température (650°C et 730°C) sous vide secondaire. Des détails complémentaires sur la procédure expérimentale sont donnés à l'annexe B.

Nous avons réalisé un essai sous vide à 650°C avec un chargement appliqué de $S_{\text{max}} = 800$ MPa et un rapport de charge nul. Les résultats obtenus à 650°C sur les petites fissures sous air et sous vide sont présentés à la figure IX.17. Sur cette figure, nous avons également représenté, à titre de comparaison, les résultats obtenus sous vide sur les éprouvettes CT sur l'alliage à grains fins par **Hochstetter (1994)**. Sur l'alliage à grains fins, les vitesses obtenues sous air sont 5 fois supérieures à celles déterminées sous vide. En revanche, sur l'alliage à gros grains, les vitesses sont identiques sous air comme sous vide. Il semble donc que l'effet de l'environnement sur l'alliage à gros grains soit très faible. Cette constatation semble pouvoir expliquer les différences de vitesses observées entre les deux alliages.

Nous avons réalisé une dernière vérification sous vide de cette hypothèse en testant l'alliage à gros grains dans un régime intergranulaire en augmentant la température à 730°C. Ces résultats présentés à la figure IX.18, n'ont pas pu être représentés en terme de ΔK_{eff} , car nous ne connaissons pas la loi de comportement de cet alliage à 730°C, indispensable pour le calcul de ΔK . Nous avons procédé, au cours de l'essai, à une exposition sous air momentanée sur 40 cycles. On constate, dans ce cas, que les vitesses de propagation sont significativement plus importantes sous air que sous vide à 730°C. Ces résultats sont similaires à ceux observés sur l'alliage à grains fins à 650°C.

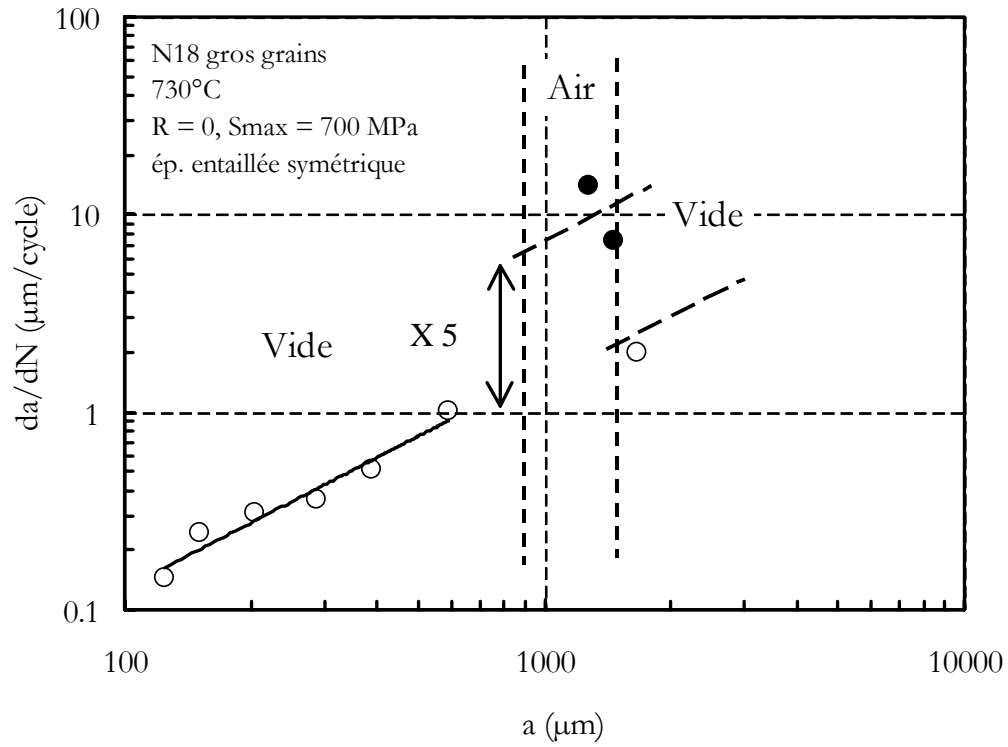


Figure IX.18 : vitesses de propagation de fissure sur les éprouvettes entaillées symétriques à 730°C sous vide. Influence d'une exposition sous air au cours de l'essai

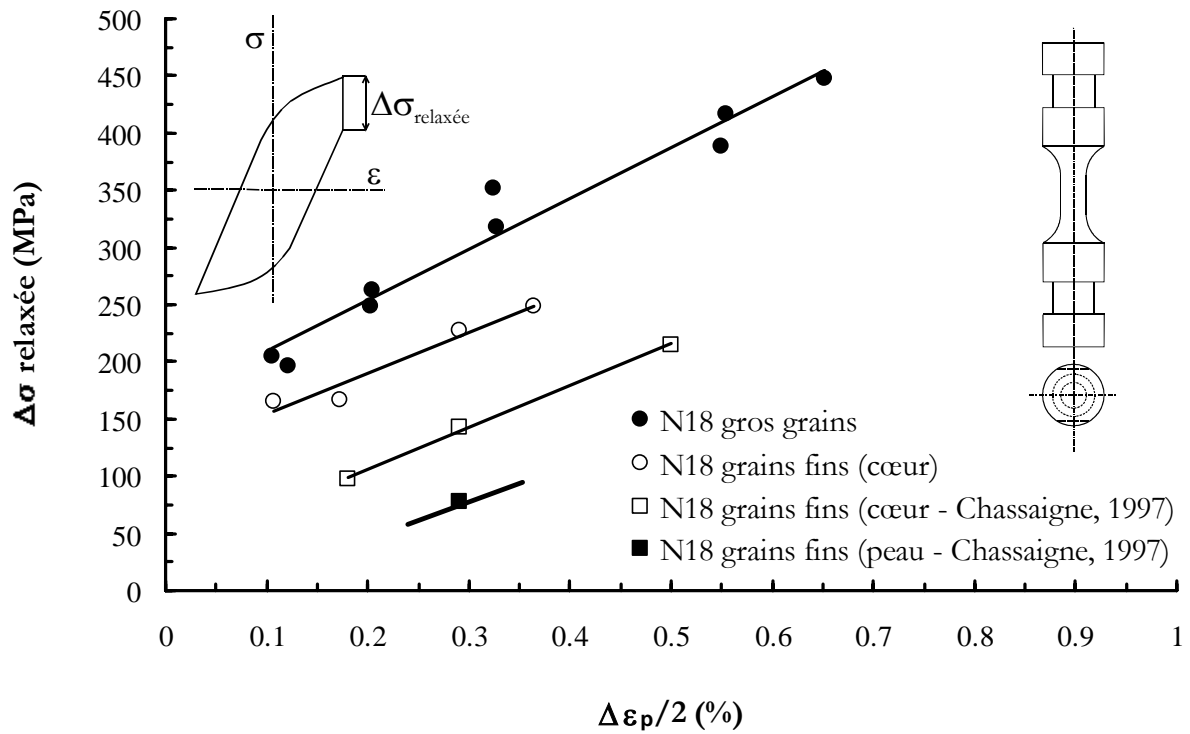


Figure IX.19 : contrainte relaxée pendant un temps de maintien de 5 minutes à $\epsilon_{tot} = \epsilon_{max}$ (650°C, vitesse de déformation $\approx 10^3 s^{-1}$)

Pour confirmer l'hypothèse proposée par **Andrieu et Pineau (1998)** selon laquelle les effets d'environnement sont liés à la capacité du matériau à relaxer rapidement les contraintes, nous avons réalisé quelques essais de fatigue-relaxation avec un temps de maintien de 5 minutes en utilisant des éprouvettes de fatigue oligocyclique. Nous avons comparé les amplitudes de contraintes relaxées au cours du temps de maintien sur les deux alliages. Les résultats sont présentés à la figure IX.19. Sur cette figure, on peut constater que l'alliage à gros grains relaxe beaucoup plus rapidement les contraintes au cours du temps de maintien de 5 minutes que les microstructures de cœur et de peau de l'alliage à grains fins. Ces résultats vont également dans le sens de l'effet de taille des précipités γ'_{II} dans chaque microstructure. En effet, l'alliage présentant les plus petits précipités, la microstructure de peau, relaxe beaucoup moins rapidement les contraintes que l'alliage à gros grains possédant les plus gros précipités. Les différences de vitesses entre l'alliage à grains fins et celui à gros grains semblent donc pouvoir s'expliquer à partir des effets d'environnement et donc de la taille de précipités γ'_{II} .

En conclusion de cette étude sur l'alliage à gros grains, il semble probable que la très bonne résistance en fatigue-fluage de cet alliage à 650°C, soit principalement due à l'effet de taille des précipités γ'_{II} dans le grain, conduisant à un faible effet d'environnement. Pour vérifier que l'effet de taille de grains est négligeable, il serait intéressant d'étudier les vitesses de propagation d'un matériau présentant la même taille de grain que celle de l'alliage à grains fins (10-20 μm), mais constitué de précipités γ'_{II} de taille aussi importante que ceux dans l'alliage à gros grains (450 nm).

Bibliographie du chapitre IX

[1] ANDRIEU E. and PINEAU A.

Study of the coupled phenomena involved in the oxydation assisted intergranular cracking of Ni based superalloys

Proceeding of the 3rd European mechanics of materials conference "mechanics and Multi-physics processes in solids : experiments, modelling, applications", 23-25 november (1998), Oxford (UK)

[2] BATHIAS C.

Mécanique et Mécanismes de la fissuration par fatigue

dans "la fatigue des matériaux et des structures" par C. Bathias et J.P. Bâillon

Ed. Maloine SA., Paris, (1980) pp.163-199

[3] BROWN C.W., KING J.E. and HICKS M.A.

Effects of microstructure on long and short crack growth in nickel base superalloys

Metal Sci., 18, (1988) pp. 374-380

[4] CHASSAIGNE J.C.

Fissuration à hautes températures du superalliage base nickel N18 élaboré par métallurgie des poudres, étude du couplage mécanique-environnement en pointe de fissure

Thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris (1997)

[5] FRANCOIS D., PINEAU A. et ZAOUI A.

Comportement mécanique des matériaux – Tome II

Ed. Hermès., Paris, (1993)

[6] HOCHSTETTER G.

Propagation des fissures à haute température dans le superalliage N18 pour disques de turbomachine. Interactions entre la nature des sollicitations mécaniques et des effets d'oxydation.

Thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris (1994)

[7] PEDRON J.P. et PINEAU A.

The effect of microstructure and environment on the crack growth behaviour of Inconel 718 alloy at 650°C under fatigue, creep and combined loading

Materials Sci. Engng, 56, (1982) pp. 143-156

[8] SCHMITTBIEL J.M.

Comportement viscoplastique du N18 à gros grains

Contrat SNECMA/ARMINES lot 7/765050 B (1996) 25 p

Conclusions générales et perspectives

Le superalliage N18 est à l'origine d'un certain nombre d'études SNECMA consacrées notamment à la prévision des durées de vie des disques de turbine. La présente étude s'inscrit dans le programme de modélisation des effets d'entaille sur la propagation des petites fissures à haute température. Elle fait suite directement aux travaux de Sylvie Pommier à l'Ecole Centrale soutenus en 1995, et à ceux menés au Centre des Matériaux par Gilles Hochstetter (1994) et Jean Christophe Chassaigne (1997). Nous proposons de faire brièvement le bilan de ces études et d'évaluer l'évolution des méthodes de calculs dans ce domaine.

L'ETAT DE DEPART, IL Y A 5 ANS

L'étude réalisée par Sylvie Pommier, était principalement orientée vers la prise en compte de la viscoplasticité. Pour la première fois, le facteur d'intensité des contraintes d'une fissure semi-circulaire uniquement (expression de Hand), était déterminé à partir des profils de contraintes viscoplastiques calculés en fond d'entaille, en utilisant une loi simple à 5 paramètres (loi SNECMA). De plus, le rôle de la fermeture de fissure était clairement mis en évidence pour corrélérer les vitesses de propagation des petites fissures mesurées au fond des zones entaillées sur l'alliage N18. A l'issue de cette étude, les effets d'entaille étaient interprétés à partir des changements de fermeture de fissure calculés au droit de l'entaille. Il a été montré que ces changements sont dus essentiellement à la diminution du rapport de charge en fond d'entaille. L'essentiel du travail reposait alors sur la modélisation numérique et le calcul de la fermeture 2D de la fissure en utilisant la technique de propagation par libération de nœuds, utilisée également dans la présente étude. Du point de vue de l'alliage, les différences observées sur l'alliage N18 à grains fins entre la microstructure de peau et celle de cœur étaient connues, mais les mécanismes responsables de ces différences n'étaient pas encore parfaitement identifiés.

L'ETAT ACTUEL DES CONNAISSANCES

Notre étude a permis d'atteindre plusieurs objectifs : mesurer précisément les vitesses d'avancée des petites fissures, discuter les effets liés à la plasticité cyclique en fond d'entaille, prendre en compte la forme tridimensionnelle des fissures et enfin, faire le bilan des connaissances obtenues au cours de ces dernières années sur l'alliage N18, pour les appliquer à l'alliage N18 à gros grains, actuellement en cours de développement chez SNECMA.

Les mesures expérimentales

Nous avons pu approfondir les mesures *in situ* des avancées de petite fissure à partir d'un dispositif optique de résolution élevée, le Questar, qui a pu être utilisé dès les premiers mois de la thèse. Cette technique a permis de montrer que la méthode, plus conventionnelle, de suivi par prises de potentiel est inappropriée pour mesurer des fissures dont la taille est inférieure à 400 μm sur une éprouvette entaillée symétrique. Or, cette longueur de fissure correspond exactement à la taille de la zone d'influence de l'entaille dont la géométrie a été étudiée ici. Par ailleurs, cette phase de (micro)propagation dans une éprouvette (et par voie de conséquence, dans une structure) représente une fraction importante de la durée de vie.

Le rôle de la plasticité cyclique

L'étude et la modélisation du comportement de l'alliage N18 a permis de souligner le caractère fortement cinématique de cet alliage. Nous avons proposé une loi de comportement permettant de mieux tenir compte de cet aspect. Il a été montré notamment que ce type de comportement entraîne la diminution des niveaux de fermeture de fissure par rapport à des matériaux de nature plus isotrope. Il est possible d'interpréter ce résultat à partir des déformations plastiques cycliques intervenant en pointe de fissure. Le rôle de la plasticité cyclique, présente en fond d'entaille, a donc été étudié. Nous avons présenté une approche permettant d'inclure cet aspect dans le calcul du facteur d'intensité des contraintes. Il a été montré, dans ce cas, que la plasticité cyclique a une influence négligeable dans ce calcul, compte tenu des niveaux de charge appliqués. Nous avons tenté de valider les calculs numériques de déformation réalisés en fond d'entaille, en adaptant la technique expérimentale de dépôt de micro-grilles d'or sur les éprouvettes entaillées symétriques. Cette première approche devrait être poursuivie pour permettre le développement d'une méthodologie de validation des lois de comportement dans une zone entaillée. Enfin, l'effet de la plasticité sur les vitesses de propagation a été étudié d'un point de vue expérimental. Nous avons montré que l'existence d'une prédéformation cyclique, proche de celle rencontrée en fond d'entaille, ne modifie pas significativement les vitesses de propagation des fissures par rapport à celles mesurées sur le matériau initial.

Les effets 3D

Les anomalies de vitesses de propagation ne sont donc pas intrinsèques au matériau, mais s'expliquent quand on tient compte du chargement effectif appliqué sur la fissure. Les méthodes de calculs mises à notre disposition depuis ces dernières années, ont permis d'aborder les aspects 3D. L'expression du facteur d'intensité des contraintes d'une fissure, cette fois-ci, semi-elliptique et soumise à un gradient de contraintes a été largement utilisée dans cette étude (expression de Wang et Lambert). Nous avons pu ainsi montrer que les effets de fermeture de fissure sont différents au cœur et à la surface de l'éprouvette. Ces résultats, obtenus à partir du rapport de forme de la fissure, sont en excellent accord avec l'expérience.

L'alliage N18 à gros grains

L'alliage N18 à gros grains présente une résistance à la fissuration sous air bien meilleure à 650°C que l'alliage à grains fins. Cette constatation reste valable aussi bien sur des fissures longues que sur des fissures courtes. Le faible effet d'environnement rencontré à 650°C sur ce matériau, a pu être expliqué à partir de la taille des précipités γ'' contenus dans les grains, ce qui vérifie les mécanismes proposés dans la littérature sur les superalliages au cours de ces dernières années. De plus, il est possible, à partir d'essais de fatigue oligocyclique comprenant un temps de maintien court (quelques minutes), d'évaluer simplement ce que sera l'effet de l'environnement sur la résistance en fatigue-fluage du superalliage. Pour dimensionner une pièce industrielle sollicitée en fatigue-fluage, il faudra mettre en œuvre un matériau présentant une faible résistance à la relaxation des contraintes. Une étude, menée actuellement au Centre des Matériaux, vise à valider de nouveau cette hypothèse importante sur l'alliage 718, à partir d'essais anisothermes complexes.

Bilan général de l'étude

La conclusion majeure de cette étude a été de montrer que les vitesses de propagation des fissures courtes et des fissures longues sont identiques, quelles que soient la géométrie de l'éprouvette et la direction de propagation étudiée, à condition de bien calculer la fermeture de fissure et de déterminer correctement l'amplitude du facteur d'intensité des contraintes effectif. Cette conclusion s'applique à de nombreux niveaux de chargement.

Cette étude a permis également l'implémentation de la procédure de propagation de fissure par libération de nœuds dans un code de calcul qui est actuellement commercialisé (ZéBuLoN 7.2). Ce code présente l'intérêt de mettre en œuvre des comportements mécaniques très variés. Cette procédure est actuellement utilisée dans les services de SNECMA.

PERSPECTIVES D'ICI 5 ANS

La principale perspective de ce travail porte sur la modélisation complète des effets de fermeture 3D. Deux voies d'approfondissement semblent se dessiner.

Nous avons présenté le modèle de Newman car il semble que certaines publications tentent actuellement de l'appliquer à des problèmes 3D. Ce travail semble possible compte tenu du nombre de travaux récents faisant progresser la théorie des fonctions de poids. Il reste, cependant, comme nous avons voulu le faire ressortir dans cette étude, à prendre en compte de façon meilleure, le comportement du matériau. Ce travail semble également envisageable avec ce type de modèle.

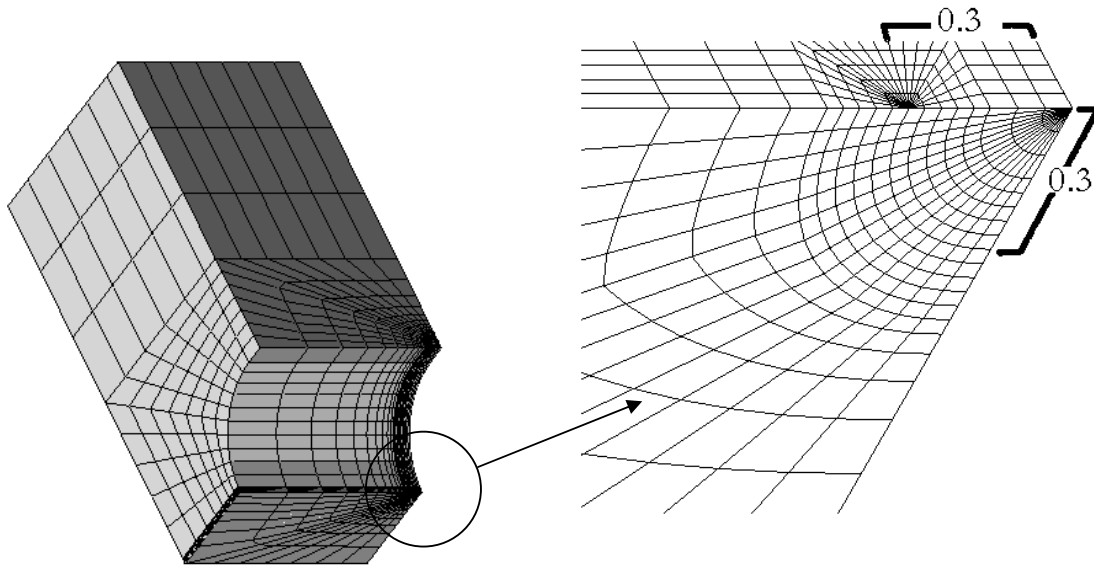


Figure 45 : modélisation 3D de l'éprouvette entaillée symétrique

Le second axe de recherches sera probablement lié aux calculs par éléments finis de modélisations 3D, utilisant la méthode de propagation de fissure par libération de nœuds. Au cours de cette étude, nous avons réalisé un maillage 3D de l'éprouvette entaillée symétrique. Ce maillage, représenté sur la figure 1, est constitué de 19500 degrés de liberté. Nous avons simplement appliqué quelques cycles 10-300-10 sur ce maillage contenant une fissure semi-circulaire de rayon 0.3 mm. Les calculs ont été réalisés avec un comportement viscoplastique. La durée des calculs effectués est apparue trop élevée pour faire l'application immédiate de cette modélisation à un calcul de propagation de fissure, faisant intervenir environ 300 cycles. Cependant, avec l'évolution des moyens de calculs, notamment le calcul parallèle, il semble envisageable, dans un délai rapproché, de réaliser ce type de modélisation. On peut également simplifier la modélisation en employant des techniques, actuellement utilisées sur le code ZéBuloN, mettant en jeu des maillages mixtes 2D/3D. Il est possible de concevoir, dans ce cas, la réalisation d'un maillage entaillé mixte, l'entaille étant modélisée en 2D et la fissure en 3D. Cette procédure réduirait très largement le nombre de degrés de liberté utilisés.

Toutes ces modélisations ne pourraient pas être validées sans des mesures expérimentales très précises de fermeture de fissure. Dans ce domaine également, les techniques pourront éventuellement permettre ce type d'étude. L'extensométrie laser pourrait être une excellente technique pour déterminer ces niveaux de fermeture. Il serait très intéressant également, pour SNECMA, d'étudier sur des bancs appropriés, les résultats de tests réalisés sur des disques sollicités dans des conditions proches de la réalité et instrumentés pour ce type de mesure.

En dehors de ces aspects liés à la modélisation, d'autres voies de recherches se dessinent naturellement. Il apparaît nécessaire notamment de tester ce matériau dans des conditions approchant

encore mieux les sollicitations réelles (effet d'une surcharge, cyclage thermomécaniques, etc...). Par ailleurs, les résultats obtenus sur l'alliage à gros grains montrent qu'il semble possible d'améliorer encore ce matériau. Des modifications de composition sont sans doute nécessaires pour faciliter la mise en œuvre de cet alliage. La corrélation qui a été établie, suite aux travaux menés sur l'alliage à grains fins et à l'alliage à gros grains, devrait inciter à rechercher des microstructures résistantes au fluage, mais permettant aussi de relaxer rapidement les contraintes.

Liste des annexes

Annexe A :

Procédés d'élaboration par métallurgie des poudres des disques de turbine en alliage N18 filé-forgé

Annexe B :

Procédures expérimentales

Annexe C :

Lois de comportement de l'alliage N18 à 650°C et 450°C

Annexe D :

Dépôts de micro-grilles d'or au fond des entailles des éprouvettes entaillées symétriques

Annexe E :

Formulaire des facteurs d'intensité de contraintes

Annexe F :

Compléments sur les calculs numériques de propagation de fissure par libération de nœuds

Annexe G :

Compléments sur le modèle fermeture de fissure de Newman

Bibliographie des annexes

ANNEXE A

PROCEDES D'ELABORATION PAR METALLURGIE DES POUDRES

DES DISQUES DE TURBINE EN ALLIAGE N18 FILE FORGE

Le superalliage N18 est obtenu par métallurgie des poudres (MdP). Ce procédé permet d'accroître l'homogénéité chimique du matériau, surtout lorsqu'il contient un grand nombre d'éléments d'addition comme l'alliage N18, et de réduire les distances de ségrégation.

Les étapes successives de mise en œuvre de l'alliage N18 sont les suivantes :

- 5- atomisation de poudres
- 6- densification par filage
- 7- forgeage isotherme
- 8- traitement thermique de mise en solution des précipités accompagné d'une trempe
- 9- traitements de vieillissement

Atomisation de poudres

Les poudres sont obtenues par atomisation sous gaz sous pression d'argon, dont le principe est présenté à la figure A.1. L'alliage, fondu dans un four à induction sous vide, est projeté sur un flux d'argon, puis refroidi à l'eau dans une tour d'atomisation. Avant d'être utilisée, la poudre obtenue est tamisée en deux étapes pour éliminer les impuretés et sélectionner la taille de la poudre. Dans la présente étude, l'alliage a été réalisé à partir d'une poudre de 53 μm .

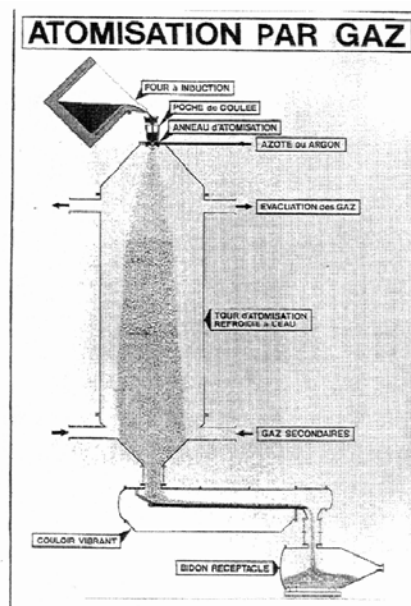


Figure A. 1 : schéma de principe de l'atomisation par gaz

Densification par filage (Gatorizing®)

-

La poudre est ensuite placée dans des conteneurs d'extrusion cylindriques en acier inoxydable, qui sont scellés à leurs extrémités (figure A.2). Ces conteneurs subissent un filage isotherme à 1120°C (réduction de section par presse à chaud) avec un taux d'extrusion de l'ordre de 5.5. Des barres de 5 à 8 m de longueur sont ainsi obtenues (figure A.3), puis découpées en tranches.

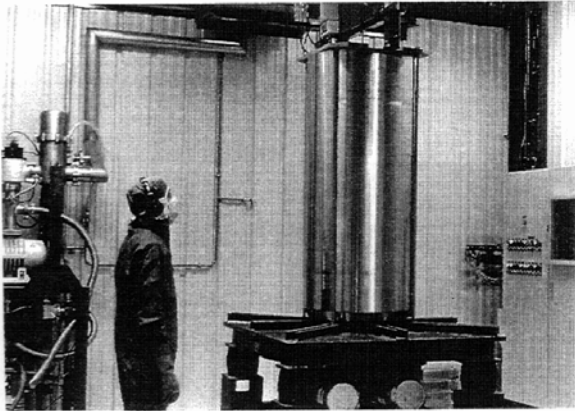


Figure A.2 : remplissage des conteneurs d'extrusion (SNECMA, 1993)

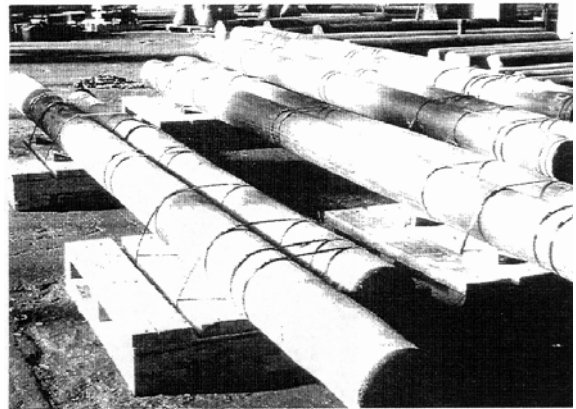


Figure A.3 : barres de N18 à l'état filé (SNECMA, 1993)

Forgeage isotherme

Ces tranches sont mises en forme par forgeage isotherme (1120°C), pour des conditions où le matériau est rendu superplastique. Le forgeage est réalisé dans une presse à chaud de 600 tonnes située à SNECMA Gennevilliers. La géométrie des ébauches ainsi obtenues est très proche de celle du disque final.

Traitements thermiques de mise en solution et de vieillissement

La microstructure finale de l'alliage est obtenue au cours des étapes de traitements thermiques qui suivent. L'alliage N18 actuellement utilisé pour fabriquer les disques de turbine du M88 présente une taille de grains fine (10-20 μm) et uniforme qui résulte essentiellement du fait que le forgeage isotherme et le traitement thermique de mise en solution s'effectuent à une température inférieure au solvus des précipités γ' de l'alliage (vers 1195°C). La croissance du grain est ainsi bloquée par l'existence d'une première population de phase γ' grossière (3 à 5 μm) dits γ' primaires, à l'intersection des joints de grains. Le traitement de mise en solution partielle des précipités γ' et notamment la trempe intervenant juste après, conditionne quant à elle, la dimension d'une deuxième population de γ' située dans le grain. Les deux traitements de vieillissement ultérieurs réalisés à plus basses températures (700°C et 800°C) provoquent la précipitation de carbures intergranulaires et d'une troisième population de γ' très fins dits tertiaires. (Lautridou, 1993).

ANNEXE B :

Procédures expérimentales

Les essais présentés dans cette annexe ont été réalisés au Centre des Matériaux de l'Ecole des Mines de Paris. Cette annexe se présente en trois parties :

- les essais visant à caractériser le comportement mécanique uniaxial (traction simple et fatigue oligocyclique)
- les essais de propagation de fissure (sur éprouvette lisse de type KB2.5 et sur éprouvette entaillée symétrique)
- les attaques utilisées pour les analyses micrographiques sur l'alliage N18

B.1 ESSAIS DE CARACTERISATION DU COMPORTEMENT MECANIQUE

B.1.1 Essai de traction simple

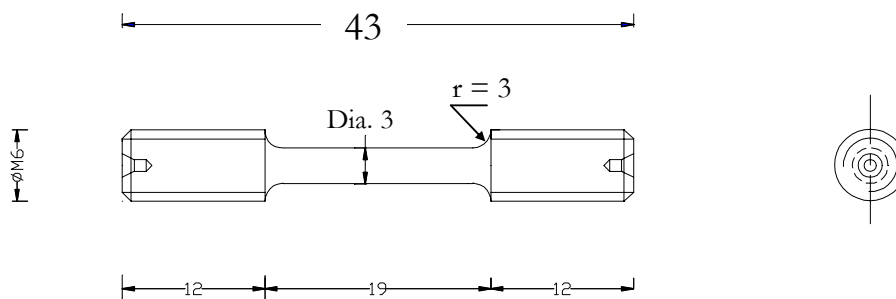


Figure B.1 : plan d'une éprouvette de traction simple

Les essais de traction simple ont été réalisés sur les éprouvettes représentées à la figure B.1. La longueur utile de ces éprouvettes est de 19 mm pour un diamètre de 3 mm. Les essais ont été menés à 650°C sur une machine d'essais servo-mécanique ZWICK de capacité 100 kN. Le maintien en température a été assuré par un four à lampes régulé par l'intermédiaire de 3 thermocouples (un thermocouple soudé sur les congés près de chaque tête et un thermocouple ligaturé au centre du fût). L'essai est contrôlé par déplacement de traverse. La vitesse de déplacement de la traverse a été fixée à 0.0792, 0.792 ou 7.92 mm/min correspondant respectivement à une vitesse de déformation de 10^{-4} , 10^{-3} ou 10^{-2} s^{-1} de la longueur utile de l'éprouvette. Nous n'avons pas pu utiliser d'extensomètre pour mesurer directement, à chaud, la déformation au cours des essais. Par conséquent, seuls la limite d'élasticité à 0.2%, la résistance à la rupture, la réduction de section Z et l'allongement réparti A ont été mesurés. Ces données ont été obtenues par acquisition numérique et acquisition sur table traçante XY. Enfin, un minimum de deux éprouvettes ont été testées pour chaque condition d'essai.

B.1.2 Essais de fatigue oligocyclique

Détails de la procédure expérimentale

Les essais de fatigue oligocyclique ont été réalisés sur les éprouvettes représentées à la figure B.2. La longueur utile de ces éprouvettes est de 12.5 mm pour un diamètre de 8 mm. Un polissage mécanique a été effectué sur la longueur utile de chaque éprouvette. Le dernier polissage a été réalisé avec une pâte de granulométrie 15 μm . Cependant, nous n'avons pas pu éliminer certaines marques d'usinage aux congés de raccordement, ce qui a eu pour effet d'entraîner la rupture des éprouvettes hors de la base de mesure de l'extensomètre. Cependant, les durées de vies mesurées semblent en bon accord avec celles obtenues par d'autres (figure B.4).

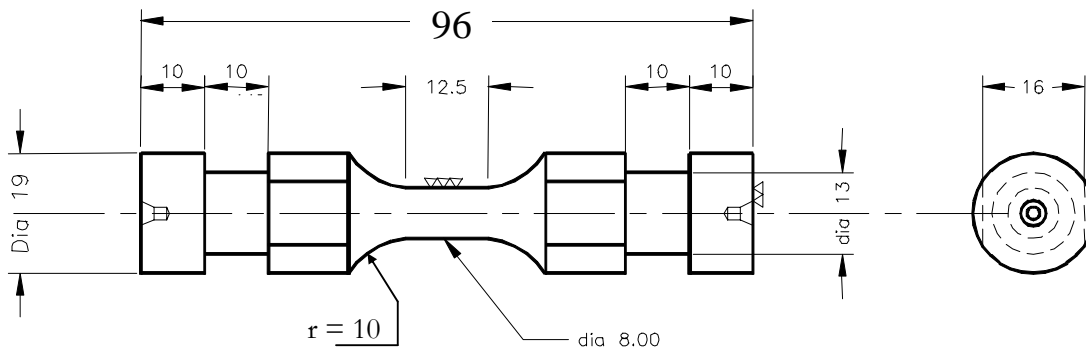


Figure B.2 : plan d'une éprouvette de fatigue oligocyclique

Ces essais ont été menés sur une machine servo-hydraulique MTS de capacité 100 kN. Le maintien en température a été assuré par un four à lampes 3 zones, régulé à 650°C par l'intermédiaire de 3 thermocouples soudés exclusivement sur les têtes de l'éprouvette, pour éviter d'amorcer prématurément une fissure de fatigue. Nous nous sommes assurés de conserver un gradient de température inférieur à 5°C entre les têtes de l'éprouvette. Les essais ont été pilotés à partir de la déformation totale mesurée à l'aide d'un extensomètre à jauges de type LR comportant des tiges d'alumine et refroidi par ventilation. La sensibilité de l'extensomètre a été mesurée dans ces conditions à 23.4 mV/ μm pour une base de mesure de 10 mm. Pour vérifier la bonne tenue de l'extensomètre, nous avons mesuré, également, le module de Young du matériau à 650°C (≈ 170 GPa) sur chaque éprouvette.

L'acquisition des résultats (charge mesurée en fonction de l'allongement imposé) est obtenue par voie numérique et traitée en temps réel sur un micro-ordinateur PC à l'aide du logiciel d'acquisition Labtech Notebook. Le temps, la contrainte et la déformation ont donc pu être consignés pour chaque cycle dans un fichier de sauvegarde avec une fréquence d'acquisition de 2 Hz. Enfin, ces essais devant servir à caractériser plus particulièrement le comportement mécanique que la durée de vie, nous n'avons pas mené systématiquement tous les essais jusqu'à rupture.

Campagne d'essais de fatigue oligocyclique réalisée au cours de la thèse

Les essais ont été réalisés avec des vitesses de déformation allant de 10^{-4} s $^{-1}$ à 10^{-3} s $^{-1}$, qui sont supposées être de l'ordre de grandeur des vitesses observées dans les cycles de chargement 10-300-10. L'effet de la contrainte moyenne (σ_{moy}) a été étudié avec des essais à $R_{\epsilon} = \epsilon_{\text{min}} / \epsilon_{\text{max}} = 0$. Une série d'essais à $R_{\epsilon} = -1$ a été effectuée pour caractériser plus particulièrement l'écrouissage cinématique de l'alliage N18 à 650°C. Enfin, quelques essais comprenant un temps de maintien de 5 min à $\epsilon = \epsilon_{\text{max}}$ ont

été pris en compte afin d'étudier le comportement en fatigue-relaxation. **Les essais suivants ont été réalisés :**

Sur l'alliage N18 à grains fins à 650°C (microstructure de cœur)

★essais sans temps de maintien pendant le cycle

♦ $R_\varepsilon = 0$

-éprouvette FE2 : $\varepsilon_{\max} = 1\%$, $d\varepsilon/dt = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

-éprouvette FE3 : $\varepsilon_{\max} = 1.3\%$, $d\varepsilon/dt = 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

-éprouvette FE4 : $\varepsilon_{\max} = 1.6\%$, $d\varepsilon/dt = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

-éprouvette FE5 : $\varepsilon_{\max} = 1.6\%$, $d\varepsilon/dt = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$

♦ $R_\varepsilon = -1$ (après stabilisation des boucles, un niveau de déformation supérieur est imposé)

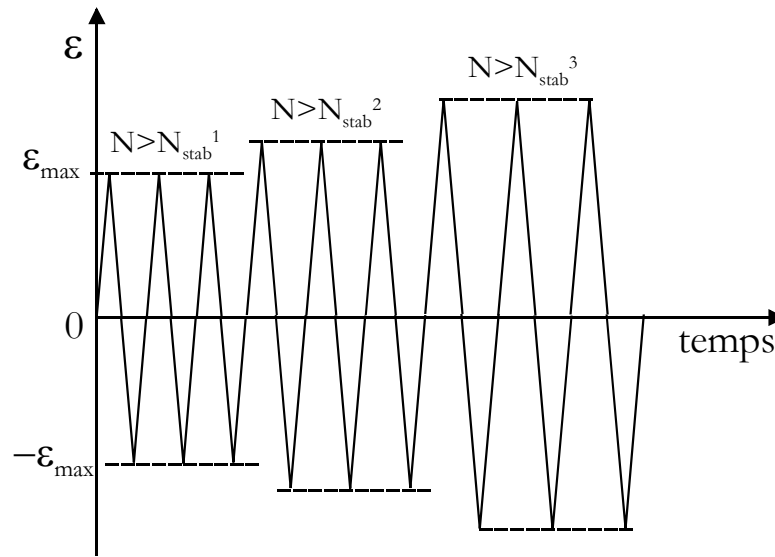


Figure B.3 : déformation totale imposée au cours des essais à $R_\varepsilon = -1$

-éprouvette FE7 : $\varepsilon_{\max} = 0.5\%$ 0.7% 0.85% 1%, $d\varepsilon/dt = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

-éprouvette FE8 : $\varepsilon_{\max} = 0.5\%$ 0.7% 0.85% 1%, $d\varepsilon/dt = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$

★essai avec un temps de maintien de 5 min à $\varepsilon = \varepsilon_{\max}$

♦ $R_\varepsilon = -1$

-éprouvette TT13 : $\varepsilon_{\max} = 0.7\%$, $d\varepsilon/dt = 0.7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

-éprouvette FE9 : $\varepsilon_{\max} = 0.85\%$, $d\varepsilon/dt = 0.85 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

-éprouvette TT10 : $\varepsilon_{\max} = 1\%$, $d\varepsilon/dt = 1 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

Les résultats de cette campagne d'essais sur l'alliage à grains fins, sont résumés dans le tableau B.1.

n° éprouvette	R _ε	dε/dt (s ⁻¹)	ε _{max} (%)	N _{stab}	N _R	Δσ/2 (MPa)	Δε _p /2 (%)	σ _{moy} (MPa)	σ relaxée	Rupture
FE2	0	10 ⁻³	1	1	1128	820	0	245	-	au congé
FE3	0	1.3 10 ⁻³	1.3	180	380	985	0.049	145	-	au congé
FE4	0	10 ⁻³	1.6	60	225	1145	0.1067	30	-	au congé
FE5	0	10 ⁻⁴	1.6	10	-	1055	0.1495	42	-	aucune
FE7	-1	10 ⁻³	0.5	1	-	819	0	5	-	-
			0.7	34	-	1034	0.0726	5	-	-
			0.85	14	-	1117	0.1495	5	-	-
			1	13	163	1172	0.269	5	-	au congé
FE8	-1	10 ⁻⁴	0.5	1	-	818	0	-9	-	-
			0.7	3	-	1020	0.075	-9	-	-
			0.85	3	-	1081	0.174	-9	-	-
			1	10	112	1132	0.297	-9	-	au congé
TT13	-1	0.7 10 ⁻³	0.7	40	364	995	0.173	-111	166	sur le fût
FE9	-1	0.85 10 ⁻³	0.85	40	195	1086	0.291	-75	228	sur le fût
TT10	-1	10 ⁻³	1	40	146	1249	0.365	-91	248	au congé

$$R_{\varepsilon} = \varepsilon_{\min} / \varepsilon_{\max}$$

N_{stab} : nombre de cycles avant stabilisation des boucles

N_R : nombre de cycles à rupture

$$\sigma_{\text{moy}} = (\sigma_{\max} + \sigma_{\min}) / 2$$

σ relaxée : contrainte relaxée pendant un temps de maintien à ε = ε_{max} de 5 minutes au cours du cycle

Tableau B.1 : résultats des boucles stabilisées de la campagne d'essais de fatigue oligocyclique dans l'alliage N18 à grains fins à 650°C. Contraintes et déformations conventionnelles.

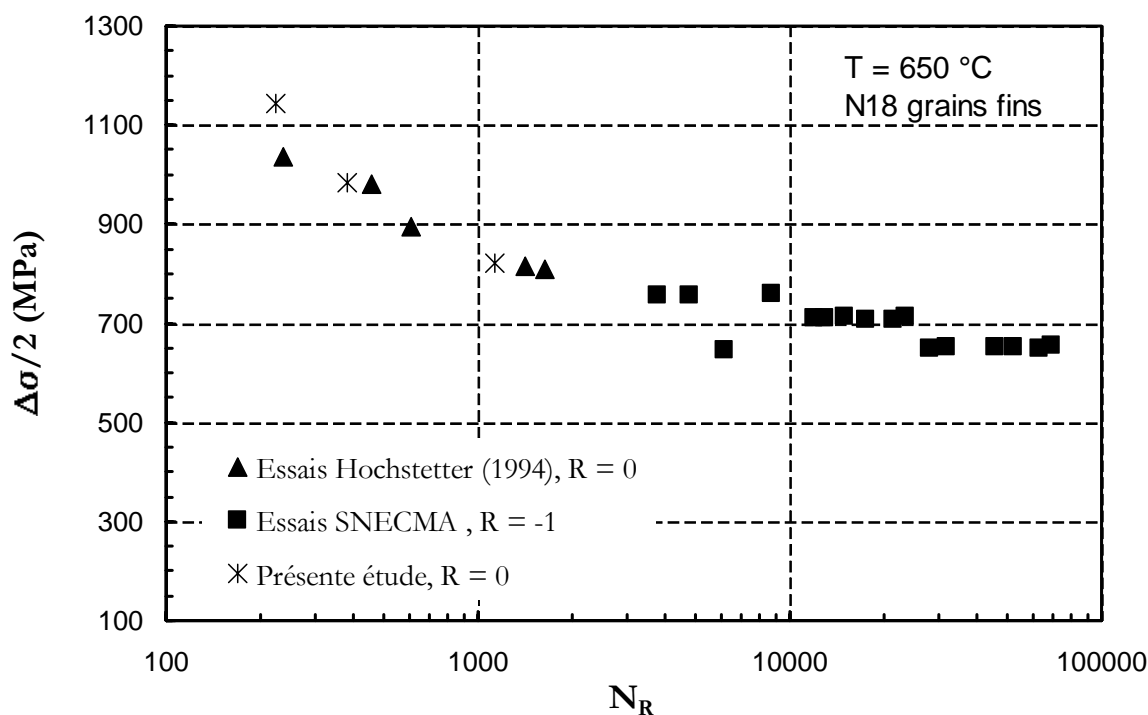


Figure B.4 : durées de vie comparées aux résultats de SNECMA et de Hochstetter (1994)

Sur l'alliage N18 à gros grains à 650°C

★ essais avec un temps de maintien de 5 min à $\varepsilon = \varepsilon_{\max}$ (uniquement)

♦ $R_\varepsilon = -1$

-éprouvette C17 : $\varepsilon_{\max} = 1\%$, $d\varepsilon/dt = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

-éprouvette C19 : $\varepsilon_{\max} = 0.7\%$ 0.85% 1% 1.25%

$d\varepsilon/dt = 0.7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ $0.85 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ 10^{-3} s^{-1} $1.25 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

-éprouvette C20 : $\varepsilon_{\max} = 0.7\%$ 0.85% 1% 1.25% 1.35%

$d\varepsilon/dt = 1.4 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ $1.7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ $2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ $2.5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ $2.7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

Les résultats de cette campagne sur l'alliage à gros grains sont résumés dans le tableau B.2.

n° éprouvette	R_ε	$d\varepsilon/dt \text{ (s}^{-1}\text{)}$	$\varepsilon_{\max} \text{ (}\%)$	N_{stab}	N_R	$\Delta\sigma/2 \text{ (MPa)}$	$\Delta\varepsilon_p/2 \text{ (}\%)$	$\sigma_{\text{moy}} \text{ (MPa)}$	$\sigma \text{ relaxée}$
C17	-1	10^{-3}	1	5	163	1221	0.2885	-	184
C19	-1	$0.7 \cdot 10^{-3}$	0.7	7	-	1042	0.121	-31	196
		$0.85 \cdot 10^{-3}$	0.85	4	-	1137	0.203	-48	249
		$1 \cdot 10^{-3}$	1	4	-	1206	0.328	-51	318
		$1.25 \cdot 10^{-3}$	1.25	3	-	1278	0.549	-65	389
C20	-1	$1.4 \cdot 10^{-3}$	0.7	8	-	1015	0.106	-30	205
		$1.7 \cdot 10^{-3}$	0.85	3	-	1126	0.205	-51	263
		$2 \cdot 10^{-3}$	1	3	-	1197	0.324	-54	351
		$2.5 \cdot 10^{-3}$	1.25	3	-	1273	0.555	-67	417
		$2.7 \cdot 10^{-3}$	1.35	3	-	1295	0.652	-65	448

Tableau B.2 : résultats obtenus sur les boucles stabilisées de la campagne d'essais de fatigue oligocyclique dans l'alliage N18 à gros grains à 650°C

B.2. ESSAIS DE PROPAGATION DE FISSURE

B2.1 Propagation de fissure de surface dans les éprouvettes sans entaille KB2.5

Les éprouvettes KB2.5 ont été utilisées pour déterminer les vitesses de propagation de fissures de surface de forme semi-elliptique, lorsque la fissure est supposée longue ($>0.5 \text{ mm}$). Le plan de ces éprouvettes est représenté à la figure B.5. Les fissures sont amorcées par pré-fissuration à l'ambiante sur un petit défaut semi-circulaire de rayon 0.3 mm et d'épaisseur 0.2 mm, qui a été usiné par électro-érosion. Ce défaut comporte une épaisseur de forme biseautée pour forcer l'amorçage de la fissure sur un même plan de propagation. La pré-fissuration est réalisée à une fréquence de chargement de 10 Hz et un rapport de charge de 0.1, jusqu'à ce que la fissure atteigne un rayon de 0.5 mm. Ensuite, les éprouvettes KB2.5 sont testées à haute température (650°C ou 450°C) en appliquant des cycles 10-10 ou 10-300-10 avec une amplitude de charge constante, selon les essais. De plus, les éprouvettes étant maintenues sur une ligne d'amarrage par des goupilles libres, il n'a été possible d'imposer que des rapports de charge positifs ($R = 0.1$ ou $R = 0.3$). La température de l'essai est régulée à partir d'un thermocouple soudé (ou ligaturé) au centre de l'éprouvette dans le plan de la fissure. Trois thermocouples sont également soudés pour contrôler le gradient de température ($< 5^\circ\text{C}$) près de la fissure et près des têtes de l'éprouvette.

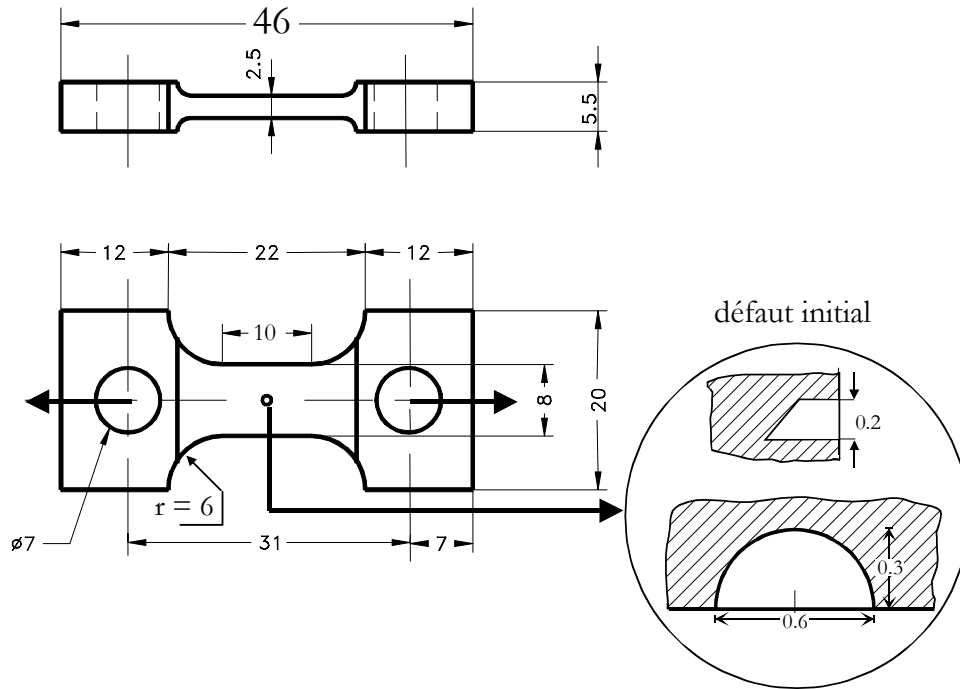


Figure B.5 : plan des éprouvettes KB2.5

Un marquage de front de fissure est effectué à l'ambiante sous une fréquence de 10 Hz lorsque la profondeur de la fissure a atteint approximativement 1 mm de profondeur. Ce marquage est systématiquement réalisé sur une avancée de fissure de 0.1 mm. Enfin, l'essai est poursuivi après ce marquage jusqu'à une longueur de 2 mm au-delà de laquelle les dimensions de l'éprouvette (épaisseur $t = 2.5$ mm) n'autorisent plus le calcul du facteur d'intensité des contraintes ($a/t < 0.8$). Le faciès de rupture typiquement obtenu avec ces éprouvettes, est représenté à la figure B.6. Le facteur d'intensité des contraintes est obtenu en utilisant la formule de **Newman et Raju (1981)** qui est présentée à l'annexe E. Pour calculer ce facteur, nous supposons, dans un premier temps, que la fissure conserve une forme semi-circulaire au cours de sa propagation. Cette hypothèse est assez bien vérifiée dans l'alliage N18 à 650°C. Une correction de forme est cependant réalisée après essai à partir des mesures effectuées à la fin de la préfissuration, du marquage de front à 1 mm et du front à l'arrêt de l'essai.

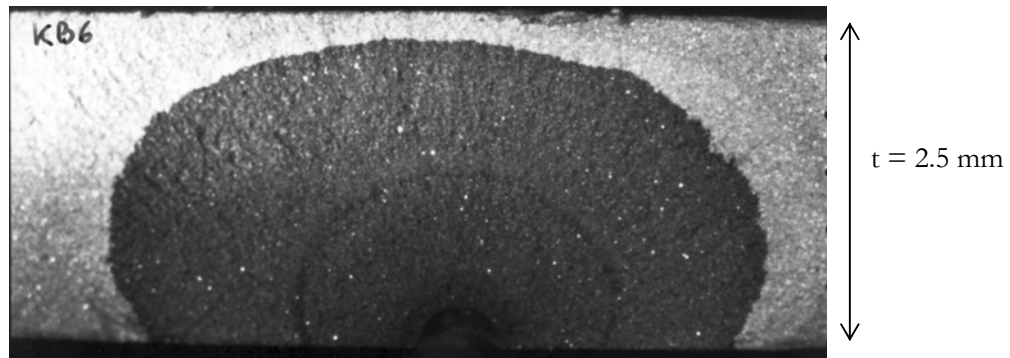


Figure B.6 : faciès de rupture typique sur les éprouvettes KB2.5

La mesure des avancées de fissure a été réalisée par une technique électrique de prises de potentiel. L'éprouvette étant parcourue par un courant pulsé de 3 A, cette technique consiste à mesurer le potentiel électrique de part et d'autre des lèvres de la fissure (voir la figure B.7). Cette mesure est

obtenue en soudant avec précision sur la surface de l'éprouvette, des fils de chromel d'un diamètre de 0.1 mm. L'arrivée du courant se fait par 8 fils de chromel de 0.3 mm soudés sur les têtes de l'éprouvette. Lorsque la fissure avance, la résistivité de l'éprouvette augmente. Il est ainsi possible d'établir une relation directe entre le potentiel V mesuré et la profondeur de la fissure, a . Dans le cas des éprouvettes KB2.5 que nous avons testées, cette relation est établie à partir d'une courbe de calibration définie par **Rongvaux (1993)** à SNECMA et **Clad (1996)** au Centre des Matériaux.

Cette relation est la suivante :

$$\begin{cases} a/t = 0.038 + 0.550 x + 5.026 x^2 - 33.490 x^3 + 80.452 x^4 - 67.423 x^5 & \text{si } x \leq 0.458 \\ a/t = 0.003 + 1.116 x - 1.811 x^2 + 2.344 x^3 - 1.296 x^4 + 0.260 x^5 & \text{si } x > 0.458 \end{cases}$$

en posant : $x = \sqrt{\frac{V}{V_0}} - 1$

V : le potentiel mesuré pour une fissure de longueur a

V_0 : le potentiel mesuré dans l'éprouvette en l'absence de défaut ($a = 0$ mm)

t : épaisseur de l'éprouvette

La méthode consistant à suivre la longueur de fissure a en fonction du potentiel V au cours de l'essai est la même que celle détaillée par **Chassaigne (1996)** sur les éprouvettes de type CT.

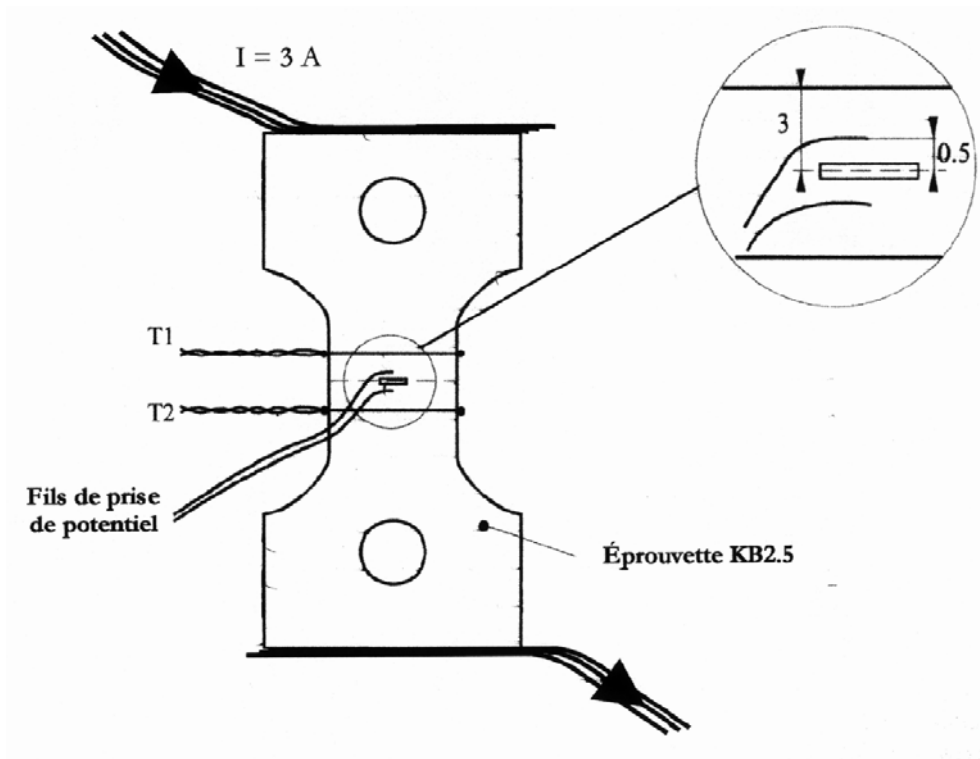


Figure B.7 : description du suivi électrique sur les éprouvettes KB2.5

Cette courbe de calibration a été représentée à la figure B.8. Une comparaison avec les mesures de forme de fissure réalisées au cours des essais est présentée sur cette figure. Nous avons constaté un bon accord entre ces résultats.

Enfin, les vitesses de propagation de fissure sont obtenues à partir des courbes a en fonction du nombre de cycles N par une méthode de différences modifiée d'après ASM Handbook (vol. 19, fatigue and fracture) :

$$\frac{da}{dN} \approx \frac{a_i - a_{i-1}}{N_i - N_{i-1}} + \frac{a_i - a_{i-1}}{a_{i+1} - a_{i-1}} \times \left(\frac{a_{i+1} - a_i}{N_{i+1} - N_i} - \frac{a_i - a_{i-1}}{N_i - N_{i-1}} \right)$$

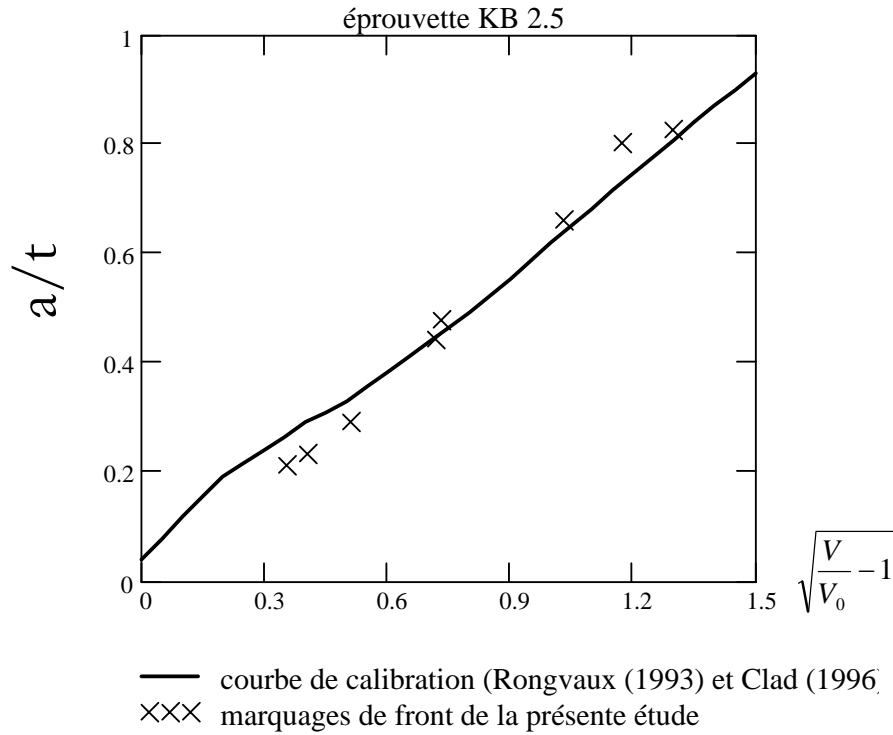


Figure B.8 : courbe de calibration du suivi électrique dans les éprouvettes KB2.5 à 650°C

B.2.2 Compléments sur les essais de propagation de petite fissure dans les éprouvettes entaillées symétriques

B.2.2.1 Suivi électrique des essais sous air

Nous présentons dans ce paragraphe des compléments d'information concernant la méthode de suivi par prises de potentiel utilisée sur les éprouvettes entaillées symétriques, dont le plan est représentée à la figure B.9.

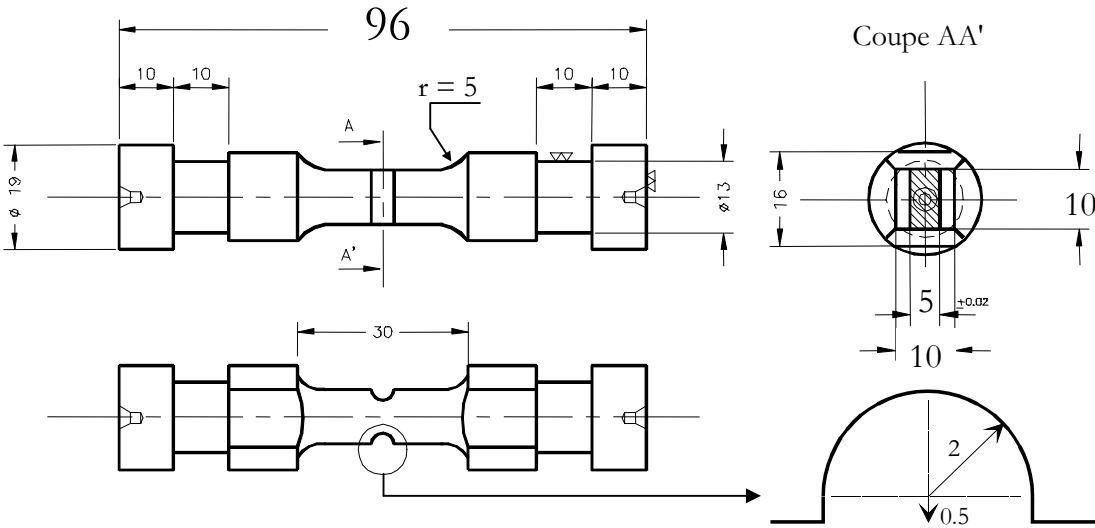


Figure B.9: plan des éprouvettes entaillées symétriques

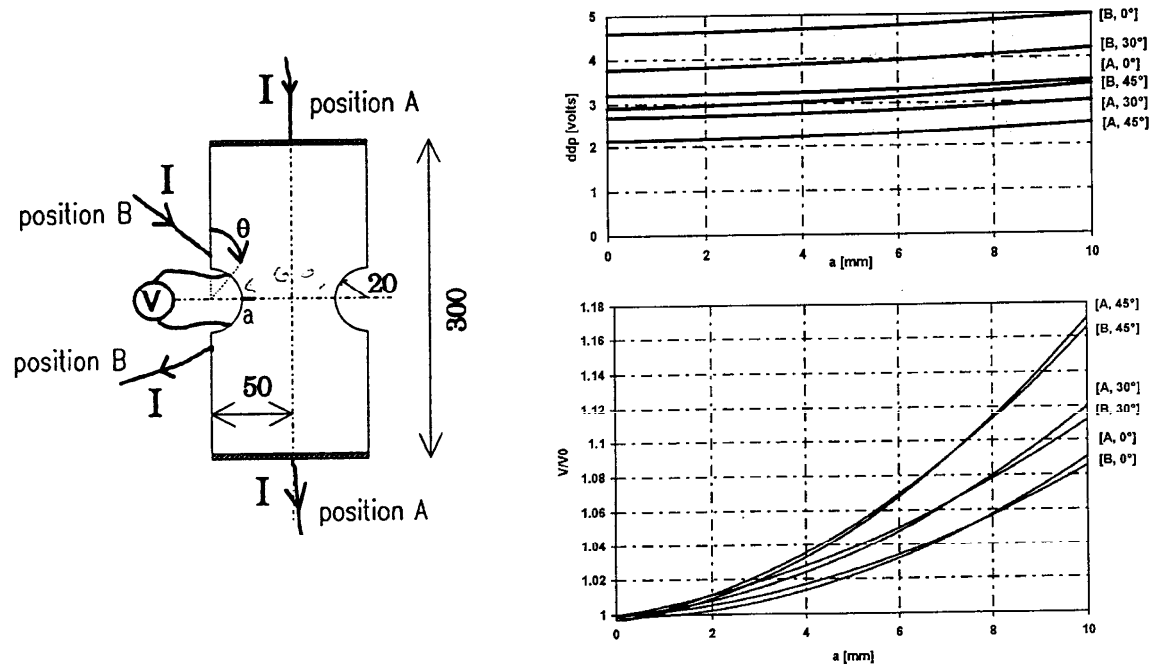


Figure B.10 : simulation de suivi de fissure sur papier graphité conducteur (Pierre, 1996)

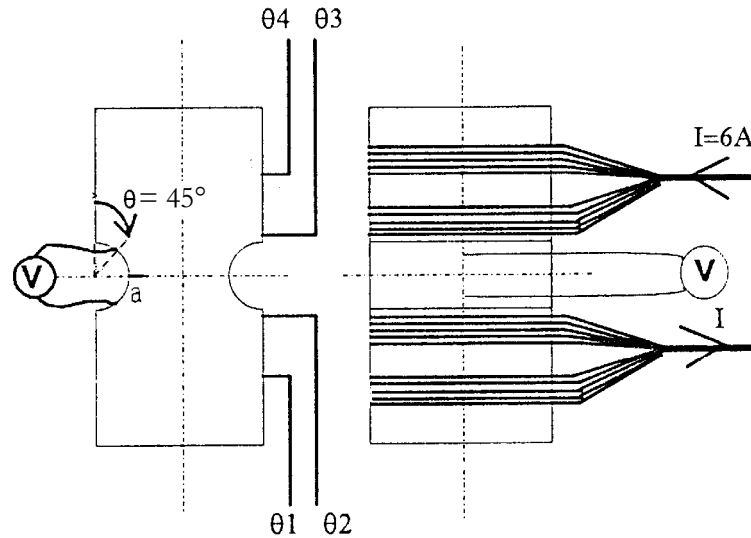


Figure B.11 : schéma d'instrumentation de l'éprouvette

Dans un premier temps, l'objectif a été d'obtenir un suivi de fissure suffisamment précis. Cet aspect a été étudié par **Pierre (1996)** sur les éprouvettes entaillées symétriques que nous avons testées. Pour cela, deux paramètres ont été pris en compte :

- le rapport signal/bruit le plus élevé possible
- la sensibilité de la courbe V/V_0 à l'avancée de la fissure

La meilleure sensibilité du signal a été obtenue en faisant varier les positions de l'arrivée du courant et de la prise de potentiel. En effet, sur une éprouvette découpée dans du papier graphité conducteur, les arrivées de courant ont été effectuées en deux endroits distincts (figure B.10) : sur la tête (position A) ou sur le bord de l'entaille (position B).

Pour ces deux positions (A ou B), le papier est traversé par un courant de 1.5 mA, tout au long de l'essai. Pour une certaine position, la différence de potentiel entre deux points a été mesurée. Ces deux points ont été pris systématiquement, de part et d'autre de la fissure, à l'intérieur de l'entaille ou sur le bord, et ont été repérés par l'angle θ . De cette façon, le potentiel a été mesuré pour trois positions distinctes ($\theta = 0^\circ, 30^\circ$ et 45°). L'avancée de la fissure a été simulée en découpant le papier. Les signaux V et V/V_0 ainsi obtenus sont représentés à la figure B.10.

Les conclusions suivantes ont pu être tirées à partir de ces résultats:

- la position d'arrivée de courant entraînant la plus forte variation du signal est la position B, consistant à amener le courant sur le bord de l'éprouvette.
- la meilleure sensibilité de la mesure du potentiel est obtenue en soudant les fils de prises de potentiel dans l'entaille, à la position $\theta = 45^\circ$ du droit de l'entaille.

A partir de ces observations préliminaires, nous avons instrumenté l'éprouvette entaillée symétrique comme indiquée à la figure B.11. Les arrivées de courant sont constituées par 10 fils de chromel de diamètre 0.4 mm et les prises de potentiel par des fils d'alumel de 0.1 mm. La régulation thermique du four a été réalisée à partir de 4 thermocouples soudés au dos de l'éprouvette ($\theta 1$ à $\theta 4$)

B.2.2.2 Courbe de calibration du suivi électrique dans les éprouvettes entaillées symétriques

La courbe de calibration du suivi électrique a été obtenue par des marquages de front successifs des éprouvettes entaillées symétriques en alternant des cycles de fatigue-fluage (cycles 10-300-10) à 650°C avec des cycles de fatigue continue de 0.5 Hz réalisés à température ambiante. Le rapport de charge a été maintenu à $R = 0$.

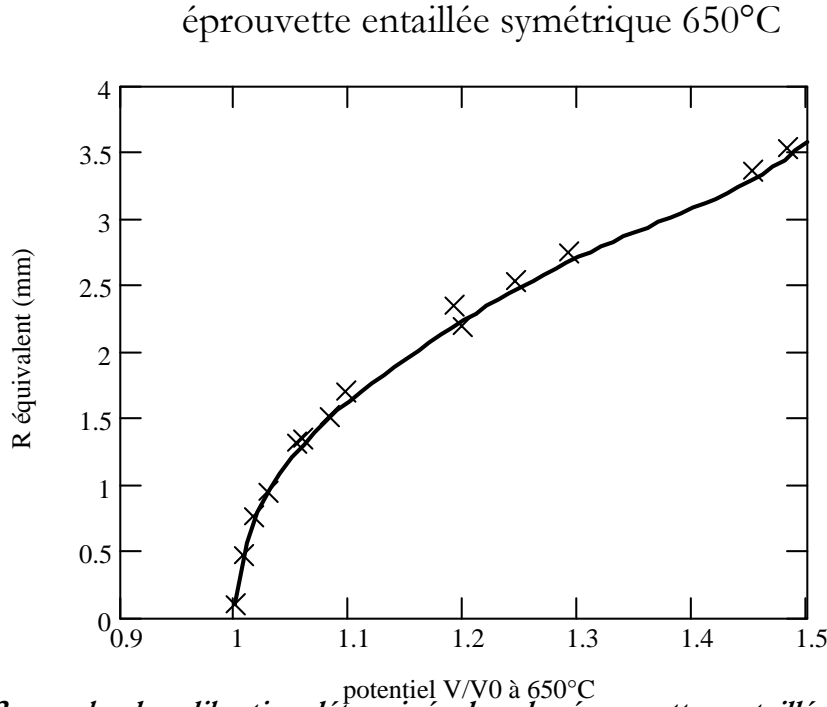


Figure B.12 : courbe de calibration déterminée dans les éprouvettes entaillées symétriques à 650°C

La mesure des dimensions du front semi-elliptique (profondeur a et longueur en surface c) obtenu à chaque marquage a permis de mesurer un rayon équivalent de fissure, R_{eq} . Ce dernier représente le rayon d'un défaut semi-circulaire dont l'aire est équivalente à celle de la fissure semi-elliptique mesurée au cours du marquage ($R_{eq} = (a \cdot c)^{1/2}$). Cette simplification de forme semble être validée dans l'alliage N18 sur les éprouvettes entaillées dans lesquelles les fissures ont une forme quasi semi-circulaire.

La relation liant le rayon R_{eq} au potentiel V/V_0 , représentée à la figure B.12, est la suivante :

$$R_{eq}\left(\frac{V}{V_0}\right) := \frac{\sum_{i=0}^5 \beta_i \left(\frac{V}{V_0} - 1\right)^i}{\sum_{i=0}^5 \lambda_i \left(\frac{V}{V_0} - 1\right)^i} - 0.173 + 0.095 \quad \beta := \begin{bmatrix} 0.000006 \\ 0.00766677223 \\ -0.03348686917 \\ 0.179597609 \\ -0.4358504008 \\ 0.3834703751 \end{bmatrix} \quad \lambda := \begin{bmatrix} 0.0001999996 \\ -0.000001533354446097 \\ 0.0000066973738330175 \\ -0.000035919521790749 \\ 0.00008717008016198 \\ -0.000076694075025096 \end{bmatrix}$$

où V_0 représente le potentiel mesuré dans une éprouvette entaillée symétrique en présence d'un défaut initial semi-circulaire de rayon 0.095 mm.

B.2.2.3 Description des essais réalisés sur les éprouvettes entaillées symétriques

N18 Grains fins		n°épreuve	R	S _{max} (MPa)	Température	Forme de cycle	Cycles	Durée de l'essai (h)
	1	F18	0	900	650°C	10-10	2725	15.1
	2	F19	0	900	650°C	10-300-10	2001	177.9
	3	F20	0	800	650°C	10-300-10	2796	248.5
	4	F23	0	700	650°C	10-300-10	6936	616.5
	5	F24	-1	700	650°C	10-300-10	519	49
	6	F25	-1	800	650°C	10-300-10	375	35
	7	F71	-1	600	650°C	10-300-10	1146	108
	8	F72	0	900	450°C	10-300-10	6720	597
	9	F73	-0.5	600	650°C	10-300-10	2388	219
	10	F77	0	800	650°C	10-300-10	2331	207
	11	F64	0	700	650°C	10-300-10	2750	244
	12	F67	0	900	650°C	10-300-10	1883	167
	13	F68	0	600	650°C	10-300-10	11825	1051
essai interrompu	14	F81	0	900	650°C	10-300-10	529	47
essai interrompu	15	F82	0	900	650°C	10-300-10	214	19
essais de Pierre (1996)	16	F28	0	900	650°C	10-300-10	2221	197
	17	F30	0	900	650°C	1-1	3780	336
	18	F33	0	900	650°C	10-300-10	572	51

N18 gros Grains								
	1	EG2	0	800	650°C	10-300-10	5865	521.3
(sous vide)	2	EG4	0	800	650°C	10-300-10	10748	955.4
(sous vide)	3	EG5	0	800	730°C	10-300-10	1074	95.5
(sous vide)	4	EG3	0	600	730°C	10-300-10		

B.2.2.4 Description des essais sous vide secondaire

Un dispositif expérimental (figure B.13) a été développé au Centre des Matériaux pour permettre le suivi des avancées des petites fissures dans les éprouvettes entaillées sous vide secondaire. La particularité de cette installation réside, outre la possibilité de travailler avec un vide secondaire de l'ordre de 10^{-6} mbar, dans le fait de pouvoir mesurer optiquement (avec le dispositif Questar) les avancées de fissures à travers un hublot.

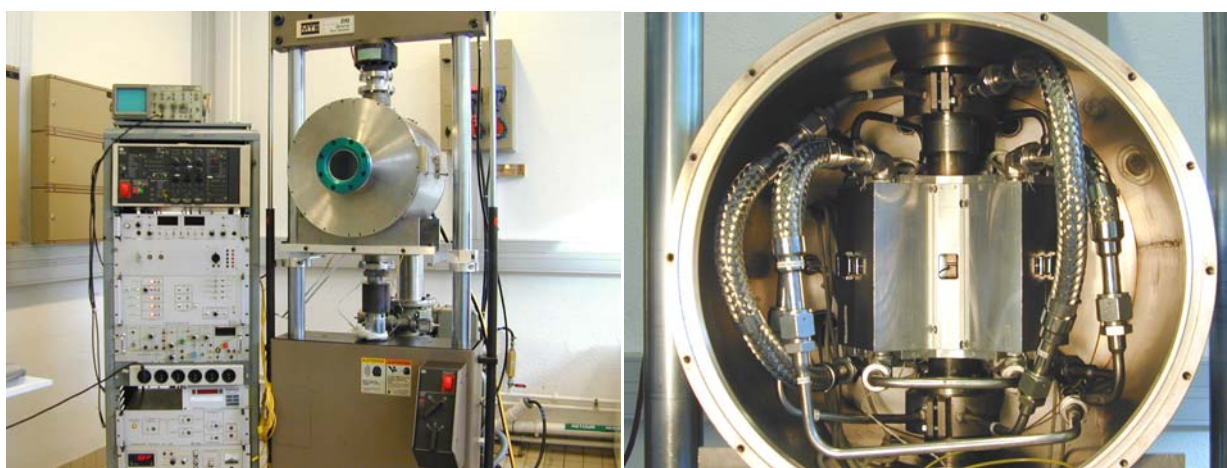


Figure B.13 : dispositif expérimental de suivi de propagation de fissure sous vide au Centre des Matériaux

En revanche, contrairement aux essais sous air, nous n'avons pas pu mettre de suivi électrique. Les essais ont pu être réalisés dans ces conditions à 650°C et 730°C en soudant deux thermocouples sur le front de l'éprouvette.

Nous avons utilisé ce dispositif pour deux applications. Le premier essai a consisté à établir les vitesses de propagation sous vide de l'alliage N18 à gros pour confirmer le peu d'effet de l'environnement sur ce matériau, lorsqu'il a été testé à 650°C.

La seconde expérience a consisté à tester des éprouvettes entaillées munies de microgrilles d'or déposées au fond des entailles. Sous vide, les grilles d'or ont pu être sollicitées à 650°C pendant près de 24 h sans pour autant qu'elles ne disparaissent comme c'était le cas sous air. Des acquisitions d'images sur grilles déformées ont été réalisées.

B.3 OBSERVATIONS MICROGRAPHIQUES SUR L'ALLIAGE N18

Les observations ont été réalisées par microscopie optique et par microscopie électronique à balayage. Pour ces deux techniques, les coupes d'échantillon sont recouvertes d'un dépôt de nickel pour protéger le faciès de rupture s'il y en a un, enrobées dans de la résine, puis polies mécaniquement. Enfin, un polissage et une attaque électrolytiques ont été réalisés.

Dépôt de Nickel :

dépôt électrolytique dans bain de nickelage au sulfamate à 50°C pendant 1 heure (courant de 2 à 8 Ampères/dm²)

Polissages mécaniques :

-polissage sur draps abrasifs jusqu'à un grain de 1200, puis polissage sur drap à pâte diamantée jusqu'à un grain de 1 µm.

Polissage électrolytique :

La solution utilisée est celle employée par T. Clad (1996) :

Solution aqueuse : 1 volume d'acide sulfurique pour 7 volumes de méthanol pur

Température : - 20°C

Tension : 22 volts

Temps sous tension : 5 à 6 secondes

Attaque électrolytique :

Cette attaque permet de révéler plus particulièrement les joints de grains :

Solution : 100 ml d'eau distillée

3.5 g d'acide citrique

0.5 g de sulfate d'ammonium

1.5 ml d'acide nitrique

Température : 5°C

Tension : 5 volts

Temps sous tension : 6 à 7 secondes

ANNEXE C :

Lois de comportement de l'alliage N18 à 650°C et 450°C

Cette annexe présente les modèles phénoménologiques permettant de décrire les lois de comportement de l'alliage N18 à grains fins et à gros grains. Nous avons rappelé les identifications réalisées sur cet alliage, au cours des dernières années, par SNECMA, l'ONERA, l'Ecole Centrale et le Centre des Matériaux de l'Ecole des Mines de Paris. Ces identifications concernent uniquement les essais réalisés de façon isotherme à 650°C et 450°C.

C.1 EXPLICITATION DES LOIS CONSIDEREES

Le modèle phénoménologique utilisé est celui de **Chaboche (1985)** qui vise ici à rendre compte du comportement élasto-viscoplastique de l'alliage N18 sous chargement cyclique. Ce modèle comprend un écrouissage isotrope (variable R), un écrouissage cinématique (variable X) et une loi de viscosité (contrainte visqueuse σ_v) de telle sorte que la contrainte totale dans un élément de volume puisse s'écrire pour un chargement uniaxial :

$$\sigma = \sigma_0 + R + X + \sigma_v$$

σ_0 étant la limite d'élasticité de l'alliage

On se propose de décrire, ici, les deux classes de modèle viscoplastique à écrouissage isotrope et cinématique non linéaires : le modèle sans seuil cinématique et le modèle avec un seuil cinématique. De plus, nous rappelons les types de lois de viscosité utilisées dans ces modèles : la loi de Norton et sa forme dérivée, la loi de Norton exponentielle.

Les constantes d'élasticité de l'alliage N18 à 650°C sont :

-le module d'Young $E = 170\,000$ MPa

-le coefficient de Poisson $\nu = 0.25$

C.1.1 Loi élasto-viscoplastique à écrouissage isotrope et cinématique non linéaires sans seuil (CNL sans seuil)

➤ Ecrouissage non linéaire (NL) isotrope (variable d'écrouissage R) :

$$R = R_0 + Q [1 - \exp(-b \cdot p)] \quad \text{avec}$$

$$\text{la déformation plastique cumulée : } p = \int_0^t \sqrt{\frac{2}{3} \dot{\tilde{\epsilon}}_p(\tau) : \dot{\tilde{\epsilon}}_p(\tau)} d\tau$$

La limite d'élasticité est prise en compte dans cet écrouissage sous la forme de R_0 .

Les variables à identifier sont : R_0 , Q et b .

➤ *Écrouissage non linéaire à N variables cinématiques sans seuil (variable d'écrouissage X) :*

$$\dot{\tilde{X}}_i = \frac{2}{3} C_i \dot{\tilde{\epsilon}}_p - D_i \cdot \dot{p} \cdot \tilde{X}_i \quad \text{avec} \quad \dot{\tilde{X}} = \sum_{i=1}^N \dot{\tilde{X}}_i$$

Les variables à identifier sont : C_i et D_i (i allant de 1 à N)

➤ Lois de viscosité :

-Loi de type Norton :

$$\dot{p} = \left\langle \frac{J_2(\tilde{\sigma} - \tilde{X}) - R}{K} \right\rangle^n \quad \text{avec} \quad J_2(\tilde{\sigma} - \tilde{X}) = \sqrt{\frac{3}{2} (\tilde{\sigma}' - \tilde{X}') : (\tilde{\sigma}' - \tilde{X}')}$$

$\tilde{\sigma}'$ et \tilde{X}' sont les composantes déviatoriques de $\tilde{\sigma}$ et \tilde{X} respectivement

-Loi de type Norton « exponentiel » :

$$\dot{p} = \left\langle \frac{J_2(\tilde{\sigma} - \tilde{X}) - R}{K} \right\rangle^n \cdot \exp \left[\alpha \cdot \left\langle \frac{J_2(\tilde{\sigma} - \tilde{X}) - R}{K} \right\rangle^{n+1} \right]$$

Les variables à identifier sont : n, K et α

C.1.2 Loi élasto-viscoplastique à écrouissage isotrope et cinématique non linéaires avec seuil (CNL avec seuil)

Le modèle CNL avec seuil est étudié en détail et comparé au modèle CNL sans seuil dans la thèse de **Jung (1997)**. On pourra également trouver des détails complémentaires à la référence **(Chaboche et Jung, 1998)**.

L'écrouissage isotrope et la loi de viscosité ont la même formulation que dans le modèle CNL sans seuil.

En revanche, l'écrouissage cinématique est un écrouissage non linéaire à N variables cinématiques comportant un seuil (variable d'écrouissage X) :

$$\dot{\tilde{X}}_i = \frac{2}{3} C_i \dot{\tilde{\epsilon}}_p - D_i \left\langle \left| \tilde{X}_i \right| - Xl_i \right\rangle^m \frac{\tilde{X}_i}{\left| \tilde{X}_i \right|} \dot{p} \quad \text{avec} \quad m = 1 \quad \text{et} \quad \dot{\tilde{X}} = \sum_{i=1}^N \dot{\tilde{X}}_i$$

et $Xl_i = w \frac{C_i}{D_i}$ est le seuil imposé

Les variables à identifier sont : C_i et D_i (i allant de 1 à N), w

C.2 Identifications réalisées sur l'alliage N18 à 650°C et 450°C

Les identifications qui ont été réalisées sur l'alliage N18 à 650 °C et 450°C par SNECMA, l'ONERA, L'Ecole Centrale et le Centre des Matériaux sont présentées dans ce paragraphe.

Le formalisme utilisé pour décrire le comportement de l'alliage est précisé pour chaque identification dans le tableau C.1.

Les identifications obtenues sont présentées pour chaque loi, aux tableaux C.2 à C.8.

type de loi	nombre de paramètres	isotrope NL	cinématique		viscosité	
			CNL sans seuil	CNL avec seuil	Norton simple	exponentiel
<u>SNECMA</u>	5	-	X	-	X	-
ONERA	16	-	-	X	X	-
Centrale	12	X	X	-	-	X
CDM (Schmittbiel)	8	X			X	-
loi CDM	10	X	X	-	-	X

Tableau C.1 : type de formalisme utilisé dans les 5 identifications présentées

Alliage N18 à grains fins à 650°C:

Elasticité	Ecouissage isotrope	Ecouissage cinématique	Viscosité
E=185000 MPa	$R_0 = 440$ MPa	C1 = 2380000 ; D1= 7000	n = 11.5
$\nu=0.3$	Q=0; b=0	-	K = 600

Tableau C.2 : Loi SNECMA (Lyoret et Lautridou, 1993)

Elasticité	Ecouissage isotrope	Ecouissage cinématique ($\varpi=0.75$)	Viscosité
E=185000 MPa	$R_0 = 484$ MPa	C1=364505, D1=5737.7 C2=66679, D2=2222	n = 11.5
$\nu=0.3$	Q=0 ; b=0	C3=87250, D3=860. C4=35405, D4=333	K = 600
		C5=647, D5=129 C6=323, D6=50	

Tableau C.3 : Loi ONERA (Jung et Chaboche, 1998)

Elasticité	Ecouissage isotrope	Ecouissage cinématique	Viscosité
E=175000 MPa	$R_0 = 90$ MPa	C1 = 384142 ; D1= 1100	n = 4.4
$\nu=0.25$	Q = 170 ; b = 7	C2 = 2250; D2= 37.5	K = 9750
-	-	C3 = 3750 ; D3= 18.75	$\alpha = 30\,000\,000$

Tableau C.4 : Loi Centrale –microstructure de cœur (Pommier, 1997)

Elasticité	Ecouissage isotrope	Ecouissage cinématique	Viscosité
E=185000	$R_0 = 65$ MPa	C1 = 344000. ; D1= 800	n = 4.4

MPa			
$\nu=0.25$	$Q = 200 ; b = 6.7$	$C2 = 2428; D2= 37.5$	$K = 9750$
-	-	$C3 = 250 ; D3= 0$	$\alpha = 30\ 000\ 000$

Tableau C.5 : Loi Centrale -microstructure de peau (Pommier, 1997)

Elasticité	Ecrouissage isotrope	Ecrouissage cinématique	Loi de viscosité
$E=170000\text{ MPa}$	$R_0 = 87\text{ MPa}$	$C1 = 118527 ; D1= 363$	$n = 4.4$
$\nu=0.25$	$Q = 111 ; b = 3$	$C2 = 437236; D2= 2029$	$K = 9750$
-	-	-	$\alpha = 30\ 000\ 000$

Tableau C.6 : Loi CDM (microstructure de cœur)

Alliage N18 à grains fins à 450°C:

Elasticité	Ecrouissage isotrope	Ecrouissage cinématique	Viscosité
$E=205000\text{ MPa}$	$R_0 = 450\text{ MPa}$	$C1 = 2000000 ; D1= 8000$	$n = 19$
$\nu=0.3$	$Q=200\text{ MPa } b=300$	-	$K = 370$

Tableau C.7 : Loi SNECMA (Lyoret et Lautridou, 1993)

Alliage N18 à gros grains à 650°C

Elasticité	Ecrouissage isotrope	Ecrouissage cinématique	Viscosité
$E=180000\text{ MPa}$	$R_0 = 269\text{ MPa}$	$C1 = 762734 ; D1= 1530$	$n = 11.06$
$\nu=0.3$	$Q = 279 ; b = 5.44$	$C2 = 2522; D2= 0$	$K = 403$

Tableau C.8 : Loi Centre des Matériaux (Schmittbiel, 1996)

Remarque sur le module de Young E : sur l'identification de la loi CDM, nous avons imposé une valeur du module de Young légèrement inférieure à celle donnée par les précédentes identifications. En effet, dans ces études, le module semble surestimer par rapport à nos résultats expérimentaux. Cependant, une mesure plus précise de ce module à 650°C en utilisant une technique appropriée devrait conduire à une valeur plus satisfaisante.

C.3 RESULTATS DE L'IDENTIFICATION DE LA PRESENTE ETUDE SUR L'ALLIAGE A GRAINS FINS AVEC LES BOUCLES EXPERIMENTALES

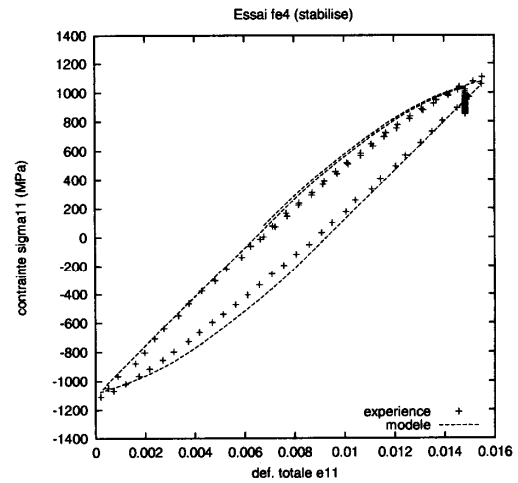
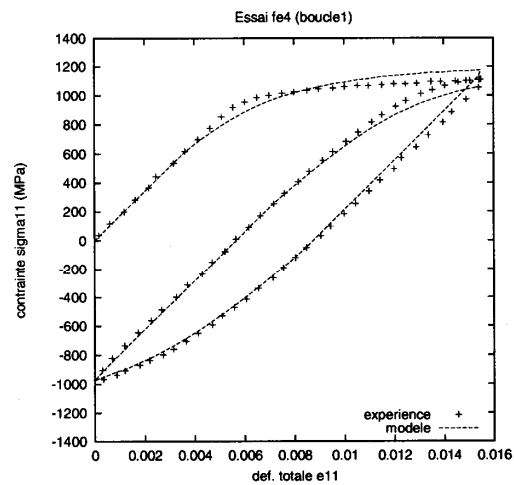
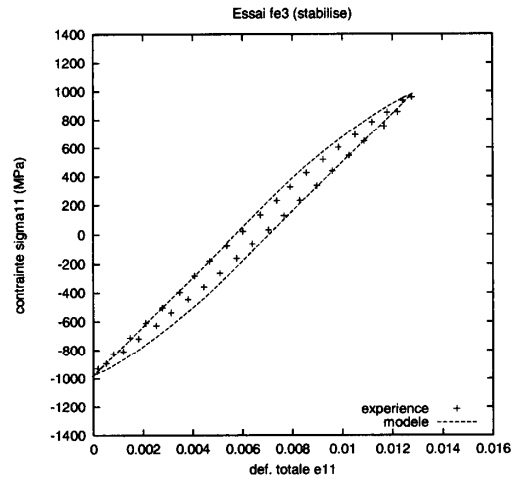
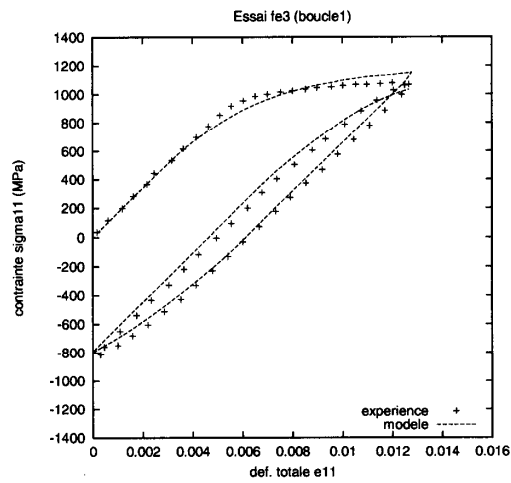
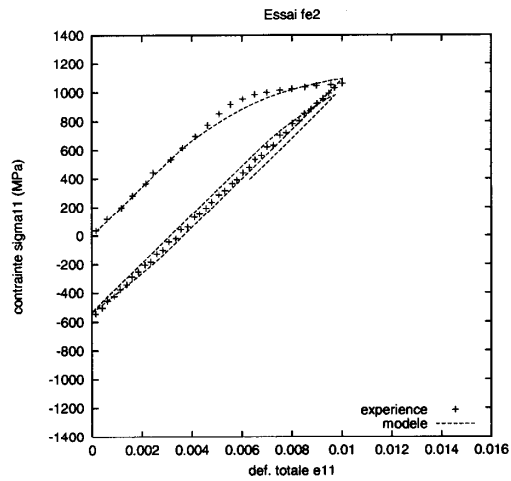
Nous présentons, dans ce paragraphe, la comparaison entre les résultats expérimentaux obtenus sur les essais de fatigue oligocyclique réalisés dans cette étude et la simulation numérique avec la loi CDM. Les essais sont classés dans l'ordre suivant :

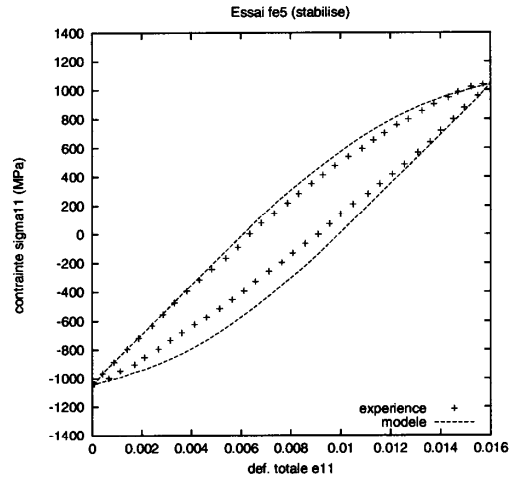
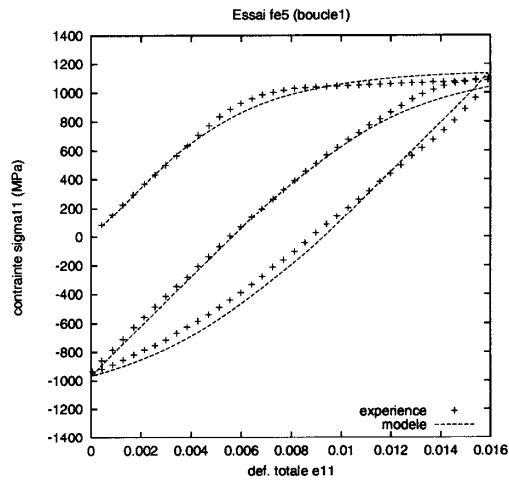
- les essais sans temps de maintien à $R_e = 0$ (à gauche le premier cycle, à droite le cycle stabilisé)
- puis les essais sans temps de maintien à $R_e = -1$ (seuls les cycles stabilisés sont représentés)
- enfin, les essais avec un temps de maintien de 5 minutes (à gauche le premier cycle, à droite le cycle stabilisé)

• Essais sans temps de maintien : $R_{\varepsilon} = 0$

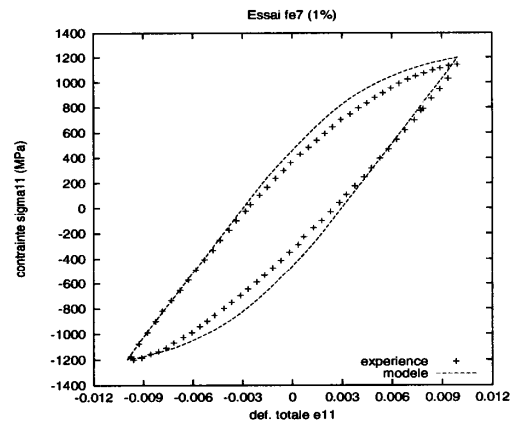
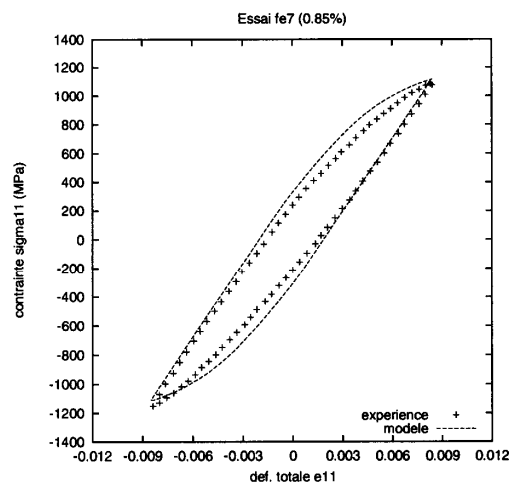
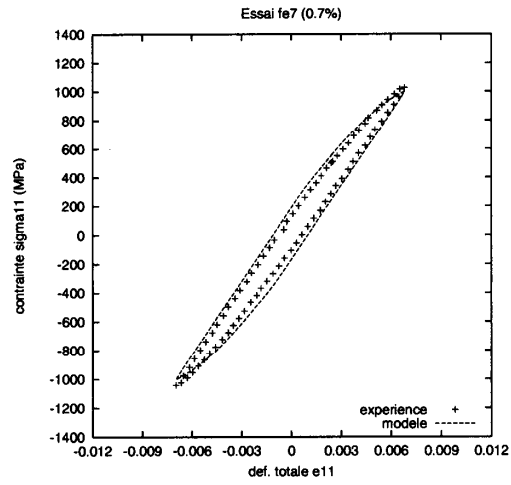
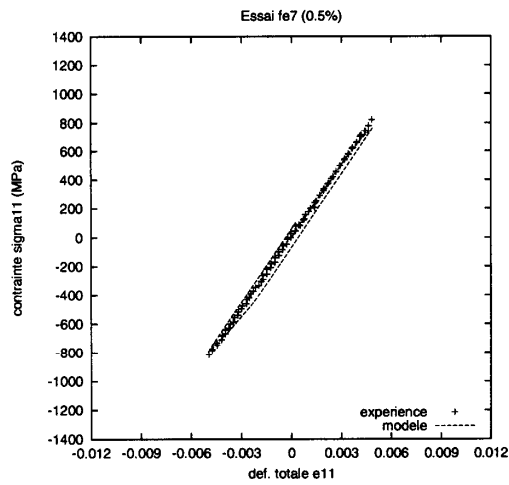
page A1

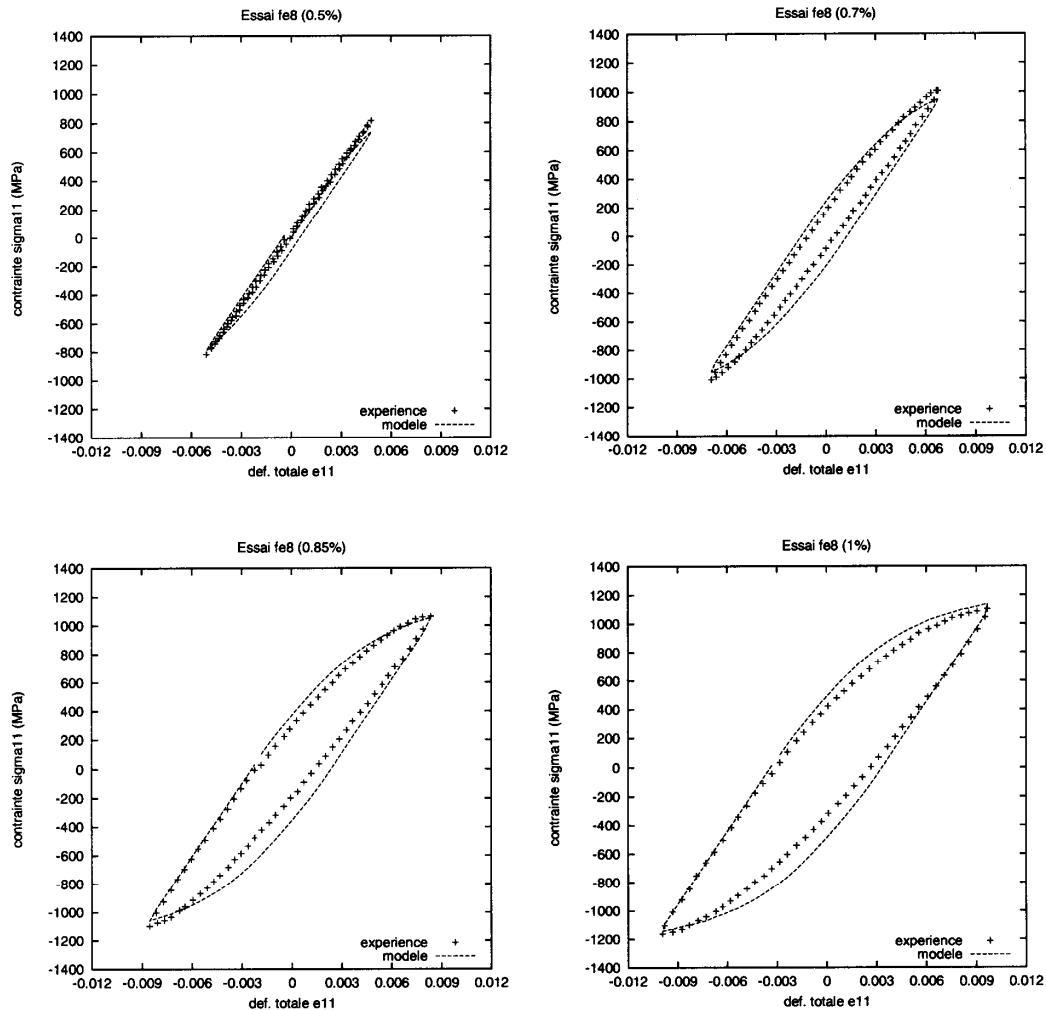
Comparaison experience/calculs
avec loi Centre des Materiaux



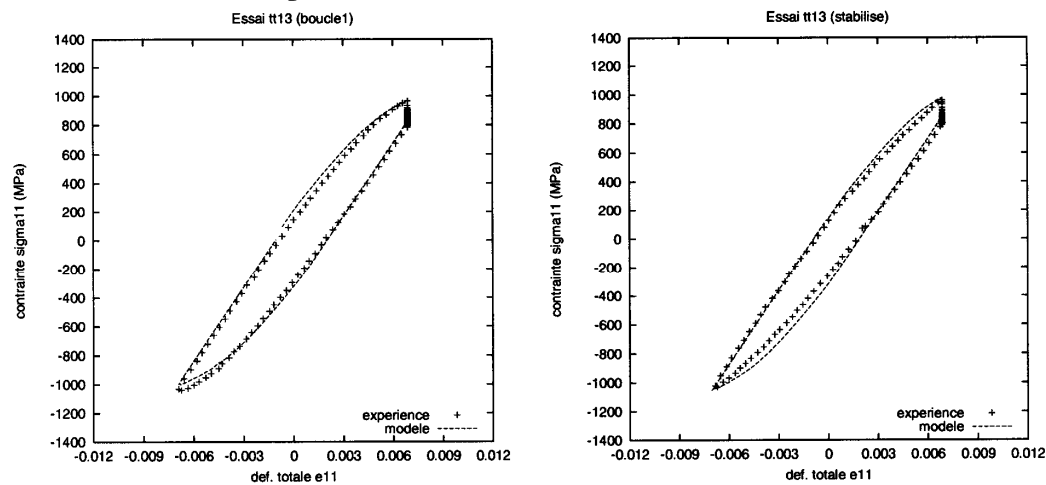


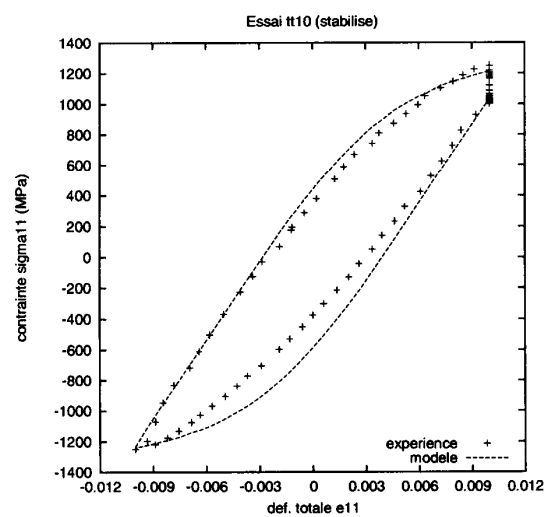
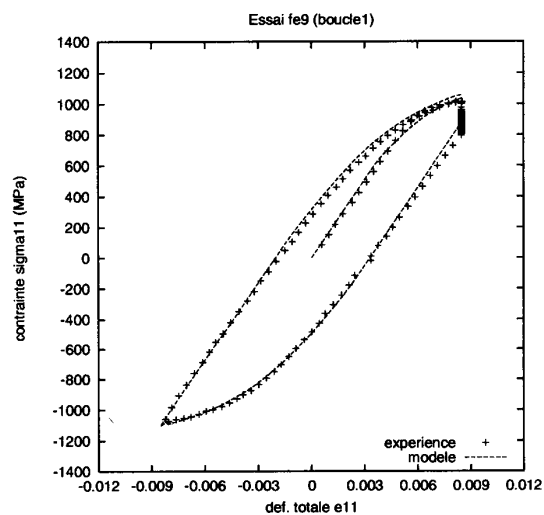
• Essais sans temps de maintien : $R_{\varepsilon} = -1$





● Essais avec un temps de maintien de 5 minutes à la déformation maximale





ANNEXE D :

Dépôt de micro-grilles d'or

au fond des entailles

des éprouvettes entaillées symétriques

D.1 OBJECTIFS

On vise à déterminer les niveaux de déformations locaux du matériau au cours d'un essai, en mesurant le déplacement des nœuds d'une micro-grille d'or déposée sur un substrat métallique plan ou convexe (fond de l'entaille en U de l'éprouvette entaillée symétrique). Afin d'obtenir une mesure locale, le pas de cette grille est suffisamment proche de la taille des grains, ce qui amène à des pas de l'ordre de 17 μm . De plus, l'élaboration d'une grille en or ou en or-palladium permet d'assurer, d'une part, la ductilité nécessaire de la grille quand le matériau est déformé et, d'autre part, une adhérence suffisante sur un superalliage comme l'alliage N18. La technique employée pour déposer cette grille est celle de la microélectrolithographie couramment utilisée pour la fabrication des composants dans l'industrie microélectronique. Cette technique a été largement étudiée par **Attwood et Hazzledine (1974)** et **Allais et al. (1994)**. Nous allons en rappeler les grandes étapes.

D.2-LA TECHNIQUE MICROELECTROLITHOGRAPHIQUE

D.2.1 Principe

La technique microélectrolithographique peut se résumer en six grandes étapes qui sont décrites sur la figure D.1. Le principe est de venir irradier une fine couche de résine électro-sensible pour former un masque de la grille, sur lequel on fera évaporer un fin dépôt d'or d'une épaisseur de quelques centaines d'Angströms. La résine utilisée est un polymère PMMA dont les chaînes moléculaires se raccourcissent lorsqu'on les irradie. Ceci a alors pour effet de faciliter la solubilité des zones irradiées. Cette résine est uniformément répartie à la surface du substrat par une technique de centrifugation (étape 1 et 2) et polymérisée à 130°C au bout de 45 min. Nous avons mis au point, au cours de la thèse, un petit banc permettant de réaliser cette étape.

Ensuite, le polymère est irradié avec le faisceau d'électrons d'un MEB. Un seul balayage du faisceau suffit pour former les barreaux dans le polymère, la grille étant produite avec un second balayage perpendiculaire au premier (étape 3). Les zones irradiées sont ensuite facilement dissoutes pour former le masque de la grille (étape 4). Cette étape est obtenue en trempant l'éprouvette dans une solution d'alcool isopropylique et de méthyléthylcétone.

Enfin, on dépose sur l'ensemble une couche d'or par évaporation (étape 5). Il suffit de retirer le masque, avec un solvant puissant (éther ou acétone), pour ne laisser que la trace du dépôt d'or sur le métal (étape 6). Le pas de la grille ainsi obtenue est :

$$pas = \frac{\text{Largeur balayée par le faisceau}}{\text{Nombre de lignes de balayage}} = \frac{\text{Grandissement}}{\text{Largeur écran} \times \text{Nombre de lignes de balayage}}$$

Schématisation du dépôt d'une grille d'or

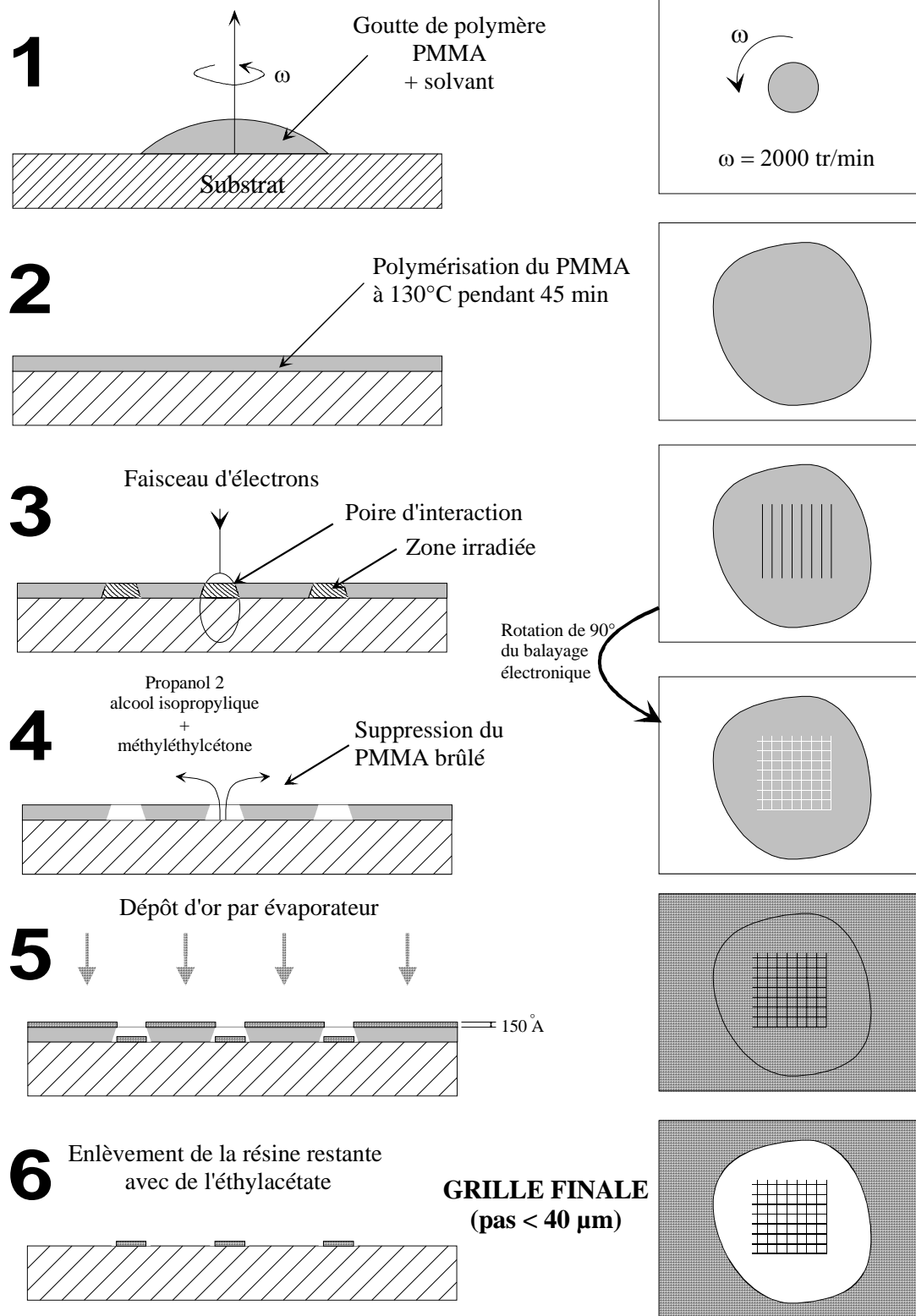


Figure D.1 : Schématisation de la technique microélectrolithographique.

D.2.2 Difficultés rencontrées

La bonne focalisation du faisceau électronique sur la surface de l'échantillon conditionne en grande partie la réussite de la fabrication du masque. Cependant, pour éviter l'irradiation de tout le polymère qui entraînerait la dissolution de toute la couche, il est nécessaire de faire une mise au point, dès le début, à un fort grandissement (5000 ou 10000). Puis il faut être capable de se positionner correctement à l'endroit où la grille doit être déposée. Enfin et surtout, il faut définir les paramètres expérimentaux (taille de sonde, nombre de lignes, tension d'accélération, grandissement, vitesse de balayage) permettant d'obtenir des barreaux à la bonne dimension (exemple : largeur du barreau = pas/10) et reproductibles.

D.3 APPLICATIONS

D.3.1 Conditions d'essai

Des tests préliminaires ont été réalisés pour définir les conditions optimales permettant de déposer une grille d'un pas de 17 μm sur une éprouvette plate ou entaillée. Nous avons réalisé des grilles avec l'aide d'un microscope électronique PHILIPS 501 muni d'une platine XY. Les conditions de dépôt sur le MEB ont été les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{taille de sonde} = 2000 \\ \text{nombre de lignes de balayage} = 125 \\ \text{tension} = \begin{cases} 25 \text{ kV sur éprouvette plate} \\ 30 \text{ kV sur éprouvette entaillée} \end{cases} \\ \text{grossissement} = 40 \\ \text{vitesse de balayage} = 0.5 \text{ seconde / ligne} \end{array} \right.$$

Le dépôt de l'or (ou or-palladium) sur le masque est réalisé avec un évaporateur cathodique, dont les réglages ont été les suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{courant transmis} : 28 \text{ mA} \\ \text{distance cathode/échantillon} : 50 \text{ mm} \\ \text{temps d'exposition} : 3 \text{ à } 4 \text{ min} \\ \text{épaisseur du dépôt} : 15 \text{ à } 30 \text{ nm} \end{array} \right.$$

Lors de l'application de cette méthode aux éprouvettes entaillées, nous avons rencontré des difficultés supplémentaires pour les raisons suivantes :

- difficulté de maintenir une épaisseur homogène de la couche de polymère à cause du procédé de centrifugation qui conduit à un effet de "gouttière", expulsant la goutte de l'entaille.
- difficulté de focalisation du faisceau MEB à cause du relief.
- distorsions électroniques

D.3.2 Résultats

Les micro-grilles d'or obtenues sont présentées à la figure D.2 sur une éprouvette plate de type KB.2.5 et à la figure D.3 au centre d'une des entailles de l'éprouvette entaillée symétrique. Les grilles qui ont été obtenues ont un pas de 17 μm . L'épaisseur d'un barreau est d'environ 1 μm . Une grille couvre une surface d'environ 4 x 4 mm^2 . Le dépôt et les observations sont réalisés en électrons secondaires.

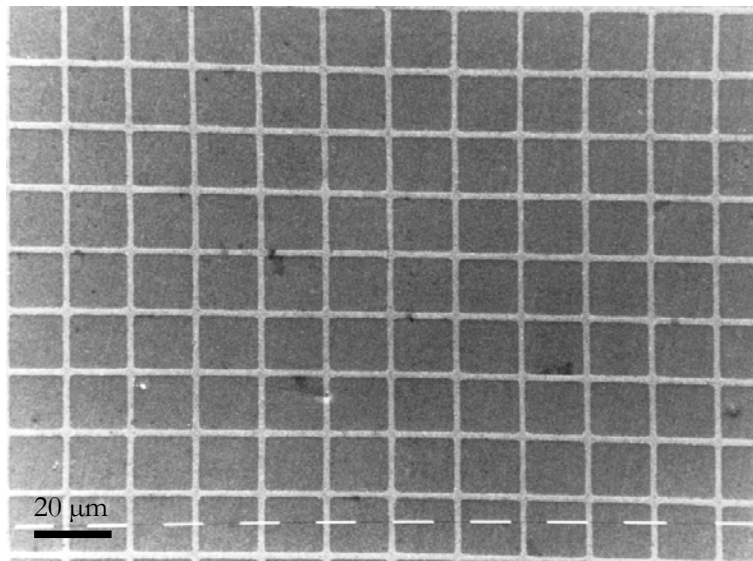


Figure D.2 : dépôt d'une grille d'un pas de 17 μm sur une éprouvette plate de type KB2.5

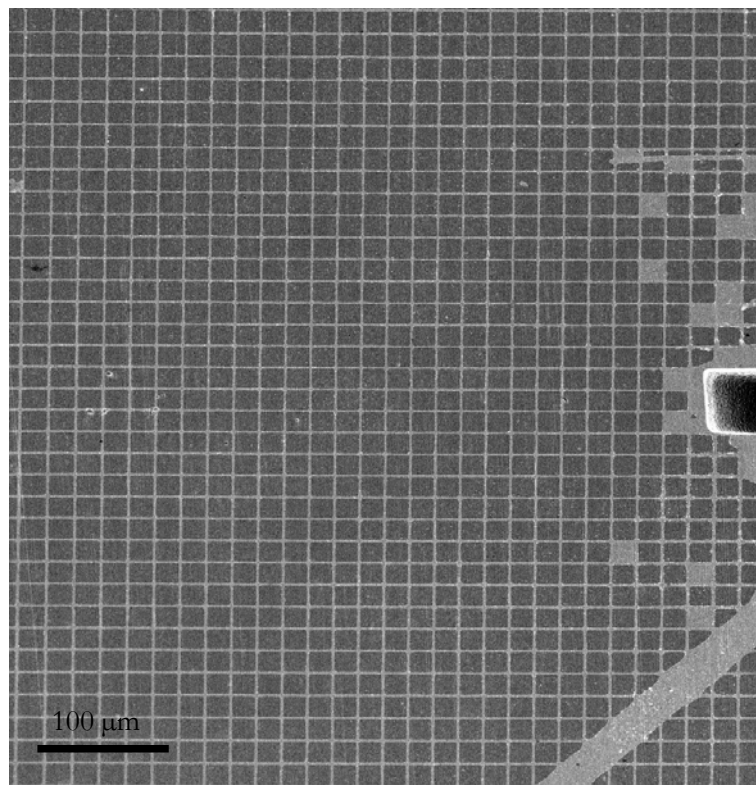


Figure D.3 : dépôt d'une grille d'un pas de 17 μm au fond d'une entaille (éprouvette entaillée symétrique)

D.4 DETERMINATION QUALITATIVE DES DEFORMATIONS LOCALES EN FOND D'ENTAILLE

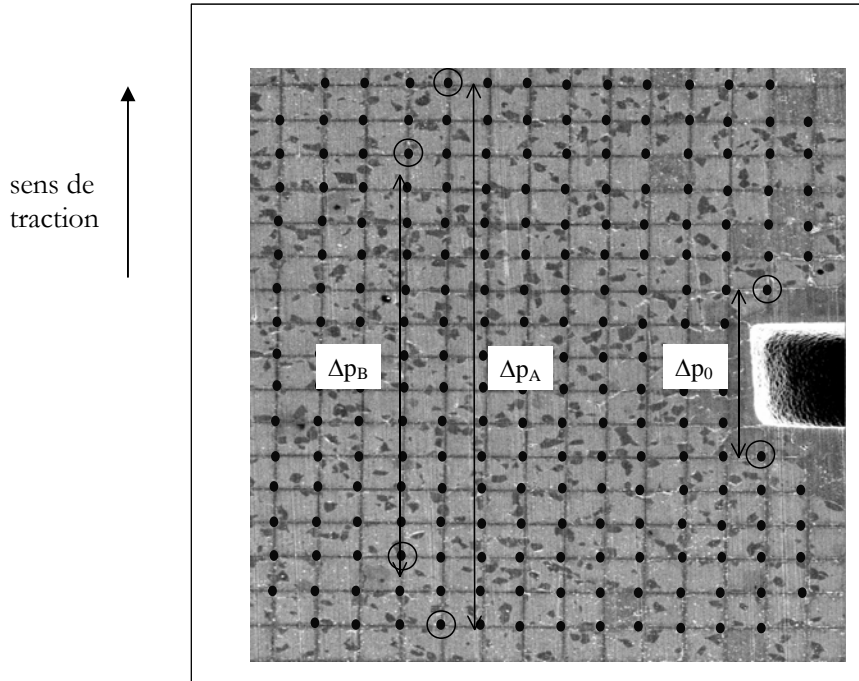


Figure D.2 : grille déposée sur l'éprouvette F8 à l'état déformé (650°C)

L'analyse est réalisée sur l'éprouvette F8 (figure D.2) pour un grandissement de 320, à l'état initial et à l'état déformé. Les écarts représentés sur l'image ont permis les mesures suivantes :

• état initial :

$$\Delta p_0^i = 282 \text{ pixels}$$

$$\Delta p_A^i = 921 \text{ pixels}$$

$$\Delta p_B^i = 685 \text{ pixels}$$

• état déformé :

$$\Delta p_0^d = 285 \text{ pixels}$$

$$\Delta p_A^d = 932 \text{ pixels}$$

$$\Delta p_B^d = 693 \text{ pixels}$$

Nous avons estimé très qualitativement la déformation Σ dans le sens de sollicitation de la façon suivante :

$$\Sigma = \frac{L - L_0}{L_0} \approx \frac{\frac{\Delta p_k^d}{\Delta p_0^d} - \frac{\Delta p_k^i}{\Delta p_0^i}}{\frac{\Delta p_k^i}{\Delta p_0^i}} = \frac{\Delta p_k^d}{\Delta p_0^d} \times \frac{\Delta p_0^i}{\Delta p_k^i} - 1 \quad \text{avec } k = A \text{ ou } B$$

Le calcul au point A a donné: $\Sigma = (932/285) \times (282/921) - 1 = 0.0013$

calcul au point B a donné : $\Sigma = (693/285) \times (282/685) - 1 = 0.0010$

On suppose que l'erreur théorique est environ de 3 pixels sur l'échelle de l'image, soit :

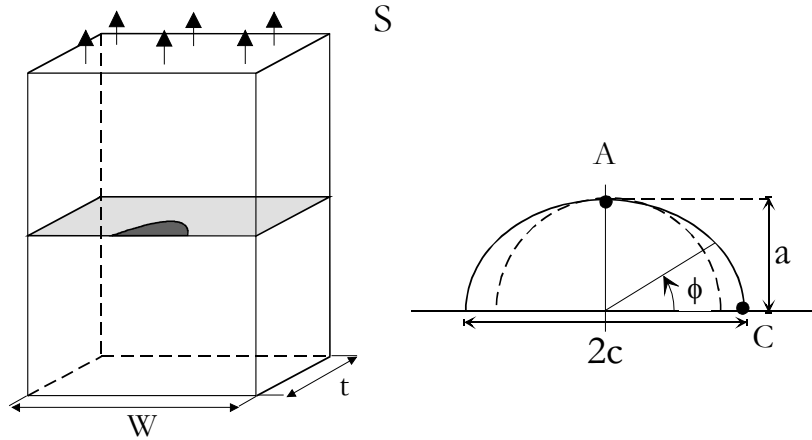
$$\text{erreur relative} = 3/282 \approx 1\%$$

ANNEXE E :

Formulaire des facteurs d'intensité de contraintes

Nous présentons brièvement dans cette annexe, les expressions des facteurs d'intensité des contraintes que nous avons utilisées dans le mémoire (chapitre VII)

E.1 FISSURE DE SURFACE SEMI-ELLIPTIQUE SOUS CHARGE UNIFORME (NEWMAN ET RAJU, 1981)



notations : $e = a/c$ $\alpha = a/t$ $0 < \frac{a}{c} \leq 1$ $0 \leq \frac{a}{t} \leq 0.8$

$$Q(e) := 1 + 1.464 \cdot e^{1.65}$$

$$f(\phi, e) := \left(e^2 \cdot \cos(\phi)^2 + \sin(\phi)^2 \right)^{\frac{1}{4}}$$

$$g(\alpha, \phi) := 1 + (0.1 + 0.35 \cdot \alpha^2) \cdot (1 - \sin(\phi))^2$$

$$fw(\alpha, w, c) := \sqrt{\sec\left(\frac{\pi \cdot c}{2 \cdot w} \cdot \sqrt{\alpha}\right)}$$

$$M(e, \alpha) := (1.13 - 0.09 \cdot e) + \left(-0.54 + \frac{0.89}{0.2 + e} \right) \cdot \alpha^2 + \left[0.5 - \frac{1}{0.65 + e} + 14.0 \cdot (1 - e)^{24} \right] \cdot \alpha^4$$

$$K(a, c, t, w, S) := S \cdot \sqrt{\pi \cdot \frac{a}{Q(e)}} \cdot M(e, \alpha) \cdot f(\phi, e) \cdot g(\alpha, \phi) \cdot fw(\alpha, w, c)$$

E.2 FISSURE TRAVERSANTE SOUS UN GRADIENT DE CONTRAINTES (CHEN ET AL., 1989)

$$K_I = F_I \cdot \sigma_\infty \cdot \sqrt{\pi(a+l)}$$

Table Correction factors $F_I = K_I / \sigma_\infty \sqrt{\pi(a+l)}$ vs l/ρ

The diagram illustrates a semi-elliptical surface crack in a thick plate. The crack is defined by a semi-elliptical shape with a major axis labeled 'a' and a minor axis labeled 'b'. The depth of the crack from the surface is labeled 'l'. The plate has a thickness labeled 'ρ'. A stress gradient, represented by two upward-pointing arrows and labeled 'σ∞', is applied perpendicular to the crack plane. The crack is shown on the left side of the plate, with the right side being the free surface.

$\frac{l}{\rho}$	b/a												
	0	0.01	0.02	0.05	0.1	0.2	0.3	0.5	1.0	2.0	4.0	∞	
0.05	0.5143	0.5145	0.5157	0.5193	0.5260	0.5408	0.5570	0.5916	0.6800	0.8332	1.0118	1.1215	
0.1	0.6707	0.6721	0.6736	0.6782	0.6865	0.7048	0.7245	0.7656	0.8632	1.0012	1.1013	1.1215	
0.2	0.8307	0.8324	0.8340	0.8394	0.8488	0.8693	0.8906	0.9325	1.0181	1.0987	1.1215	1.1215	
0.3	0.9161	0.9151	0.9168	0.9223	0.9320	0.9523	0.9728	1.0109	1.0771	1.1180	1.1216	1.1215	
0.4	0.9632	0.9650	0.9668	0.9722	0.9817	1.0012	1.0202	1.0534	1.1023	1.1216	1.1215	1.1215	
0.5	0.9962	0.9979	0.9997	1.0050	1.0142	1.0326	1.0499	1.0783	1.1136	1.1219	1.1215	1.1215	
0.8	1.0490	1.0506	1.0522	1.0571	1.0652	1.0802	1.0928	1.1098	1.1218	1.1214	1.1215	1.1215	
1.0	1.0669	1.0684	1.0699	1.0745	1.0818	1.0949	1.1050	1.1169	1.1221	1.1214	1.1215	1.1215	
1.5	1.0898	1.0912	1.0926	1.0964	1.1023	1.1116	1.1174	1.1219	1.1215	1.1215	1.1215	1.1215	
2.0	1.1003	1.1017	1.1029	1.1062	1.1110	1.1177	1.1210	1.1222	1.1213	1.1215	1.1215	1.1215	
3.0	1.1097	1.1109	1.1119	1.1145	1.1179	1.1214	1.1222	1.1216	1.1214	1.1215	1.1215	1.1215	
4.0	1.1136	1.1148	1.1157	1.1178	1.1202	1.1221	1.1219	1.1213	1.1215	1.1215	1.1215	1.1215	
5.0	1.1157	1.1169	1.1176	1.1194	1.1212	1.1220	1.1216	1.1213	1.1215	1.1215	1.1215	1.1215	
7.0	1.1176	1.1189	1.1195	1.1208	1.1218	1.1217	1.1213	1.1213	1.1215	1.1215	1.1215	1.1215	
10.0	1.1187	1.1202	1.1206	1.1214	1.1218	1.1213	1.1212	1.1215	1.1215	1.1215	1.1215	1.1215	

E.3 FISSURE DE SURFACE SEMI-CIRCULAIRE SOUS UN GRADIENT DE CONTRAINTES POLYNOMIAL (HAND, 1992)

Si le champ de contraintes à l'infini peut s'écrire sous la forme polynômiale suivante :

$$\sigma = \sum_{i=0}^n a_i \cdot x^i.$$

alors le facteur d'intensité des contraintes d'une fissure semi-circulaire s'écrira :

$$K = \alpha \cdot 2 \cdot \sqrt{\frac{0.001 \times x}{\pi}} \cdot \sum_{i=0}^n [a_i \cdot K_i^* \cdot x^i] \quad \text{avec } x \text{ en mm, } K \text{ en MPa}\cdot\sqrt{\text{m}}, \sigma \text{ en MPa et } K_i^* \text{ les}$$

coefficients sans dimension définis par :

au cœur de l'éprouvette (pointe A) :

i	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
K_i^*	1	0.719	0.6	0.5287	0.4794	0.4424	0.4133	0.3895	0.3696	0.3525	0.3378
i	11	12	13	14	15						
K_i^*	0.3248	0.3132	0.3029	0.2935	0.2850						

à la surface de l'éprouvette (pointe C) :

i	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
K_i^*	1	0.1667	0.0667	0.0357	0.0222	0.0151	0.0110	0.0033	0.0065	0.0053	0.0043
i	11	12	13	14	15						
K_i^*	0.0036	0.0031	0.0026	0.0023	0.0020						

α représente la correction de surface libre donnée par **Smith et al. (1967)** : $\alpha = 1.03$ au coeur

$\alpha = 1.21$ en surface

E.4 FONCTIONS DE POIDS D'UNE FISSURE DE SURFACE SEMI-ELLIPTIQUE SOUS UN GRADIENT DE CONTRAINTES (WANG ET LAMBERT, 1995A ET 1997A)

Facteurs de formes d'une fissure elliptique : $e=a/c$

$$Q(e) := \begin{cases} 1 + 1.464 \cdot e^{1.65} & \text{if } e \leq 1 \\ (1 + 1.464 \cdot e^{-1.65}) \cdot e^2 & \text{if } e > 1 \end{cases}$$

Formules en fond de fissure $y=a/t$

Pour $e \leq 1$

$$B0(e) := 1.0929 + 0.2581 \cdot e - 0.7703 \cdot e^2 + 0.4394 \cdot e^3$$

$$A0(e) := 0.4537 + 0.1231 \cdot e - 0.7412 \cdot e^2 + 0.46 \cdot e^3$$

$$B1(e) := 0.456 - 3.045 \cdot e + 2.007 \cdot e^2 + \frac{1}{0.147 + e^{0.688}}$$

$$A1(e) := -1.652 + 1.665 \cdot e - 0.534 \cdot e^2 + \frac{1}{0.198 + e^{0.846}}$$

$$B2(e) := 0.995 - \frac{1}{0.027 + e} + 22 \cdot (1 - e)^{9.953}$$

$$A2(e) := 3.418 - 3.126 \cdot e - \frac{1}{0.041 + e} + 17.259 \cdot (1 - e)^{9.286}$$

$$B3(e) := -1.459 + \frac{1}{0.014 + e} - 24.211 \cdot (1 - e)^{8.071}$$

$$A3(e) := -4.228 + 3.643 \cdot e + \frac{1}{0.020 + e} - 21.924 \cdot (1 - e)^{9.203}$$

$$Y0(e, y) := B0(e) + B1(e) \cdot y^2 + B2(e) \cdot y^4 + B3(e) \cdot y^6$$

$$Y1(e, y) := A0(e) + A1(e) \cdot y^2 + A2(e) \cdot y^4 + A3(e) \cdot y^6$$

$$M1A(e, y) := \frac{\pi}{\sqrt{2 \cdot Q(e)}} \cdot (4 \cdot Y0(e, y) - 6 \cdot Y1(e, y)) - \frac{24}{5}$$

$$M2A(e, y) := 3$$

$$M3A(e, y) := 2 \cdot \left(\frac{\pi}{\sqrt{2 \cdot Q(e)}} \cdot Y0(e, y) - M1A(e, y) - 4 \right)$$

$$mA(x, a, e, t) := \frac{2}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot (a - x)}} \cdot \left[1 + M1A\left(e, \frac{a}{t}\right) \cdot \sqrt{1 - \frac{x}{a}} + M2A\left(e, \frac{a}{t}\right) \cdot \left(1 - \frac{x}{a}\right) + M3A\left(e, \frac{a}{t}\right) \cdot \left(1 - \frac{x}{a}\right)^{\frac{3}{2}} \right]$$

$$KA(e, t, a, s) := \int_0^a s(x) \cdot mA(x, a, e, t) dx$$

Pour $e > 1$

$$B10(e) := 1.112 - 0.09923 \cdot e + 0.02954 \cdot e^2$$

$$A10(e) := 0.4735 - 0.2053 \cdot e + 0.03662 \cdot e^2$$

$$B11(e) := 1.138 - 1.134 \cdot e + 0.3073 \cdot e^2$$

$$A11(e) := 0.7723 - 0.7265 \cdot e + 0.1837 \cdot e^2$$

$$B12(e) := -0.9502 + 0.8832 \cdot e - 0.2259 \cdot e^2$$

$$A12(e) := -0.2006 - 0.9829 \cdot e + (1.237 \cdot e^2 - 0.3554 \cdot e^3)$$

$$Y10(e, y) := B10(e) + B11(e) \cdot y^2 + B12(e) \cdot y^4$$

$$Y11(e, y) := A10(e) + A11(e) \cdot y^2 + A12(e) \cdot y^4$$

$$M11A(e, y) := \frac{\pi}{\sqrt{2 \cdot Q(e)}} \cdot (4 \cdot Y10(e, y) - 6 \cdot Y11(e, y)) - \frac{24}{5}$$

$$M12A := 3$$

$$M13A(e, y) := 2 \cdot \left(\frac{\pi}{\sqrt{2 \cdot Q(e)}} \cdot Y10(e, y) - M11A(e, y) - 4 \right)$$

$$m1A(x, a, e, t) := \frac{2}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot (a - x)}} \cdot \left[1 + M11A\left(e, \frac{a}{t}\right) \cdot \sqrt{1 - \frac{x}{a}} + M12A\left(1 - \frac{x}{a}\right) + M13A\left(e, \frac{a}{t}\right) \cdot \left(1 - \frac{x}{a}\right)^{\frac{3}{2}} \right]$$

$$K1A(e, t, a, s) := \int_0^a s(x) \cdot m1A(x, a, e, t) dx$$

Formules en surface

Pour $e > 1$

$$C10(e) := (1.340 - 0.2872 \cdot e) + 0.06611 \cdot e^2$$

$$C11(e) := 1.882 - 1.7569 \cdot e + 0.4423 \cdot e^2$$

$$C12(e) := -0.1493 + 0.01208 \cdot e + 0.02215 \cdot e^2$$

$$F10(e, y) := (C10(e) + C11(e) \cdot y^2 + C12(e) \cdot y^4) \cdot e^{\frac{1}{2}}$$

$$D10(e) := (1.120 - 0.2442 \cdot e) + 0.06708 \cdot e^2$$

$$D11(e) := 1.251 - 1.173 \cdot e + 0.2973 \cdot e^2$$

$$D12(e) := 0.04706 - 0.1214 \cdot e + 0.04406 \cdot e^2$$

$$F11(e, y) := (D10(e) + D11(e) \cdot y^2 + D12(e) \cdot y^4) \cdot e^{\frac{1}{2}}$$

$$M11B(e, y) := \frac{\pi}{\sqrt{4 \cdot Q(e)}} \cdot (30 \cdot F11(e, y) - 18 \cdot F10(e, y)) - 8$$

$$M12B(e, y) := \frac{\pi}{\sqrt{4 \cdot Q(e)}} \cdot (60 \cdot F10(e, y) - 90 \cdot F11(e, y)) + 15$$

$$M13B(e, y) := -(1 + M11B(e, y) + M12B(e, y))$$

$$m1B(x, a, e, t) := \frac{2}{\sqrt{\pi \cdot x}} \cdot \left[1 + M11B\left(e, \frac{a}{t}\right) \cdot \sqrt{\frac{x}{a}} + M12B\left(e, \frac{a}{t}\right) \cdot \frac{x}{a} + M13B\left(e, \frac{a}{t}\right) \cdot \left(\frac{x}{a}\right)^{\frac{3}{2}} \right]$$

$$K1C(e, t, a, s) := \int_0^a s(x) \cdot m1B(x, a, e, t) dx$$

Pour $e \leq 1$

$$C0(e) := 1.2972 - 0.1548 \cdot e - 0.0185 \cdot e^2$$

$$C1(e) := 1.5083 - 1.3219 \cdot e + 0.5128 \cdot e^2$$

$$C2(e) := -1.101 + \frac{0.879}{0.157 + e}$$

$$F0(e, y) := (C0(e) + C1(e) \cdot y^2 + C2(e) \cdot y^4) \cdot e^{\frac{1}{2}}$$

$$D0(e) := 1.2687 - 1.0642 \cdot e + 1.4646 \cdot e^2 - 0.7250 \cdot e^3$$

$$D1(e) := 1.1207 - 1.2289 \cdot e + 0.5876 \cdot e^2$$

$$D2(e) := 0.190 - 0.608 \cdot e + \frac{0.199}{0.035 + e}$$

$$F1(e, y) := (D0(e) + D1(e) \cdot y^2 + D2(e) \cdot y^4) \cdot e^{\frac{1}{2}}$$

$$M1B(e, y) := \frac{\pi}{\sqrt{4 \cdot Q(e)}} \cdot (30 \cdot F1(e, y) - 18 \cdot F0(e, y)) - 8$$

$$M2B(e, y) := \frac{\pi}{\sqrt{4 \cdot Q(e)}} \cdot (60 \cdot F0(e, y) - 90 \cdot F1(e, y)) + 15$$

$$M3B(e, y) := -(1 + M1B(e, y) + M2B(e, y))$$

$$mB(x, a, e, t) := \frac{2}{\sqrt{\pi \cdot x}} \cdot \left[1 + M1B\left(e, \frac{a}{t}\right) \cdot \sqrt{\frac{x}{a}} + M2B\left(e, \frac{a}{t}\right) \cdot \frac{x}{a} + M3B\left(e, \frac{a}{t}\right) \cdot \left(\frac{x}{a}\right)^{\frac{3}{2}} \right]$$

$$KC(e, t, a, s) := \int_0^a s(x) \cdot mB(x, a, e, t) dx$$

ANNEXE F :

Compléments sur les calculs numériques de propagation de fissure par libération de nœuds

F.1 REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

Nous avons regroupé dans le tableau F.1, les principales publications portant sur le procédé numérique 2D de relâchement de nœuds permettant de calculer la fermeture de fissure. Ce tableau ne tient pas lieu de liste exhaustive. Les notations utilisées sont les suivantes. Δa représente l'avancée de la fissure à chaque relâchement et W la largeur de l'éprouvette. La taille de zone plastique est notée r_p et Δr_p représente la taille de la zone plastique réversible à charge nulle.

F.2 COMPLEMENTS SUR LA PROCEDURE NUMERIQUE UTILISEE

F.2.1 La procédure de relâchement de nœuds dans Zébulon 7.2

J. Besson du Centre des Matériaux a implémenté, pour cette étude, la procédure de relâchement sur le code Zébulon 7.2. Le relâchement progressif des nœuds se fait par l'intermédiaire d'une "condition limite" qui est appelée "*release_nodal_dof*" et qui n'est utilisable que pour des problèmes 2D. Cette condition limite consiste à libérer tous les nœuds sur une longueur donnée l pour un cycle donné. Il suffit de donner la longueur l de la fissure et l'instant t dans le cycle considéré, comme le montre le fichier de mise en données (*.inp*) donné au paragraphe suivant. La description de cette procédure se fait de la façon suivante dans le fichier de mise en données :

```
**release_nodal_dof bottom U2 0.026834 tabfis
```

taille d'un élément

```
**name tabfis
```

```
*time 0. 288.
```

```
*value 0. 48.
```

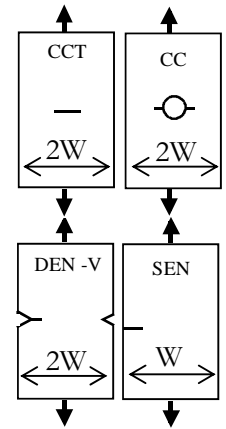
48 éléments sont libérés au bout de 288 s soit 3 cycles x 2 s x 48 éléments

Le code se charge de la libération progressive des nœuds qui sont fixés par l'utilisateur. Les numéros des nœuds leur relâchement, dans le fichier de géométrie du maillage (*.geom*) sous un ensemble de nœuds ("nset") appelé dans cet exemple, « bottom ».

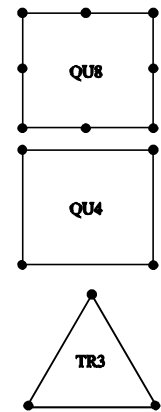
auteurs	année	maillage			caractéristiques							
		éprouvette	éléments	taille du plus petit élément $\Delta a/W$	Libération à contrainte max/min	Condition sur le plus petit élément	Effet d'une surcharge	Expression analytique $S_{ouv}/S_{max}=f(R, S_{max})$	Evaluation de r_p	Influence de la loi de comportement	Effet de taille de fissure initiale	
Résultats en Contraintes Planes												
J. C. Newman, Jr H. Armen, Jr	1974	CCT	TR3	0.0015	max	$\frac{\Delta a}{r_p} \leq 0.05$						
K. Ohji et al.	1975	DEN-V	TR3	0.001	max							
K. Ogura,K. Ohji R. C. Clung H. Schitoglu	1977	DEN-V	TR3	0.001	max			X				
	1989	CN	QU4	0.002	max et min	$\frac{\Delta a}{r_p} \leq 0.1$ $\frac{\Delta a}{r_p} \leq 0.15$	R=0 R=-1		X	X	X	
R. C. Clung	1991	CCT	QU4	0.002		$\frac{\Delta r_p}{r_p} = \left\{ \frac{U}{2 - (1 - U) \cdot S_{max}/\sigma_0} \right\}^2$			X	$U = \frac{K_{max} - K_{ouv}}{K_{max} - K_{min}}$		
X. Zhang et al.	1992	CCT	QU8					X				
R. C. Clung	1994	CCT/CC	QU4		min	Influence du type de chargement (traction/torsion) et de la géométrie de l'éprouvette						
H. C. Choi J. H. Song		SEN/CCT	QU8, QU4, TR3	0.0035		comparaison entre CCT et SEN						
H. Tsukuda et al. J. Wu	1995 1996	CCT CCT	TR3 QU4	0.00065 0.00025		observations de phénomène de fermeture pour 0.5<R<0.7						
F. Ellyin					max/min	nouveau sens à la définition d'ouverture						
S. J. Park et al.	1997	CCT	QU4	0.0005< $\Delta a/W$ $\Delta a/W<0.001$	min	$\Delta a/r_p = 0.19$ pour R = 0 0.11 pour R = -1		X			X	
Résultats en Déformations Planes												
N. A. Fleck	1986	CCT/SEN	TR3	0.00078	max							
R. C. Clung et al.	1990	CCT	QU4	0.002	min			X				
S. Pommier et al.	1996-97	SEN/DEN	QU4	0.006	max			X				

Tableau F.1 : bibliographie des calculs 2D de fermeture par pr

Eprouvettes :



Type d'élément :



La condition limite imposée fait en sorte de libérer brutalement le nœud. Aucune étape intermédiaire pendant lequel le nœud serait relâché en imposant un effort décroissant, n'est imposée. Cette condition limite oblige donc, pour être valide en viscoplasticité, la réalisation de plusieurs cycles après le relâchement afin de redistribuer les contraintes en pointe de fissure et de diminuer l'effet de saut provoqué au cours du relâchement. De plus, il semble difficilement envisageable de libérer un nœud lorsque la charge appliquée se trouve au milieu d'une rampe de charge. Nous n'avons réalisé que des relâchements à la charge maximale (S_{\max}) ou à la charge minimale (S_{\min}).

F.2.2 Exemple de mise en données sur Zébulon 7.2 (fichier.inp)

Les points importants de la mise en données de la procédure sont annotés d'une flèche.

```

****calcul
***auto_restart
***mesh_plane_strain
**file sans-entaille2.geof
***resolution
  **cycles 288
  **dttime 5. 5. 5. 5.
  **increment 25 10 10 25
  **ratio absolu 5.
  **algorithm p1p2p3
  **iteration 1000
***equation
  **mpc1 top U2
***bc
  **impose_nodal_reaction 12 U2 3600. tabU2
  **impose_nodal_dof 12 U1 0.
  **release_nodal_dof bottom U2 0.020834 tabfis ←
  **impose_nodal_dof butee U1 0.
                                butee U2 0.
***contact soft
  **zone
  **lisset lconta
  **nset bottom
  **warning_distance 1.
  **friction 0.
  **gap 1.e-3
  **conv 1.e-5 1000
  **soft_param 1000. 1.

***table
  **cycle tabU2 0. 5760.
  **time 0. 10. 20.
  **value 0. 1. 0.
  **name tabfis
  **time 0. 5760. ←
  **value 0. 48.
***output
  **component eto22 sig22 evi22
  **frequency
  **cycle 3 30 60 90 120 150 210 240 288
***material
  **file cinématique
****return

```

F.2.3 Tests de mise en œuvre de la procédure de libération de nœuds

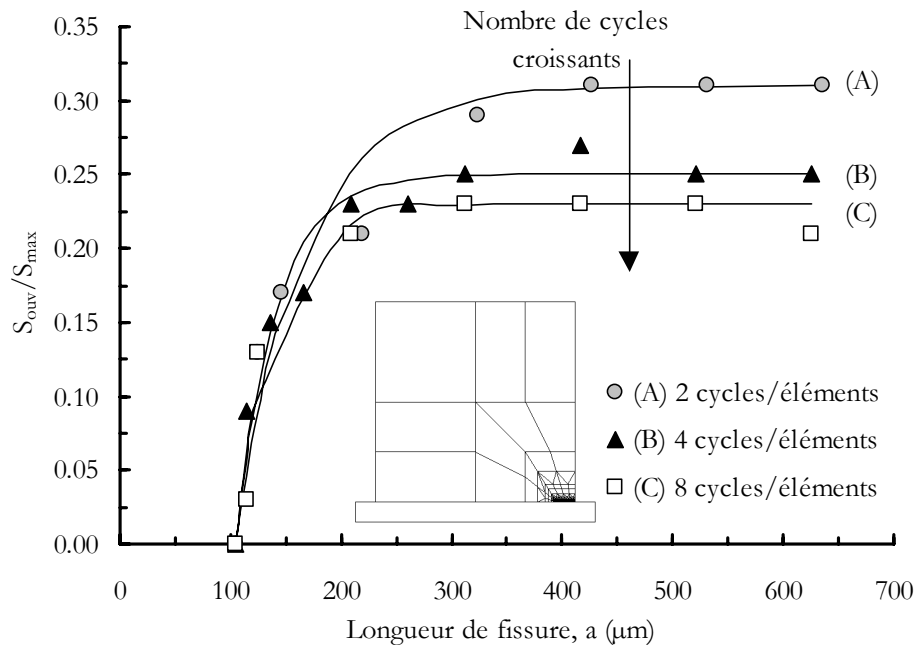


Figure F.46 : influence du nombre de cycles appliqués entre deux relâchements de nœud à la charge maximale dans une éprouvette sans entaille

Pour établir la procédure numérique de relâchement qui est utilisée au chapitre VIII, nous avons réalisé une étude préliminaire en collaboration avec SNECMA en appliquant la loi de comportement SNECMA. Cette étude a été menée sur une géométrie sans entaille. Trois aspects ont été plus particulièrement étudiés : le nombre de cycles appliqués entre les relâchements, la taille de la fissure initiale et le niveau auquel le nœud est libéré.

L'influence du nombre de cycles entre deux relâchements sur le niveau d'ouverture calculé est représenté à la figure F.1. Trois calculs ont été réalisés en augmentant seulement le nombre de cycles appliqués. Typiquement pour libérer un élément du maillage en 8 cycles, 4 cycles sont appliqués entre deux relâchements (éléments de type quadratique). Nous avons constaté que le profil de fermeture semble alors se stabiliser entre 2 et 4 cycles appliqués entre les relâchements. La procédure la plus adaptée semble donc être celle consistant à réaliser 3 cycles de charge entre les relâchements. Si un nombre de cycles inférieur est réalisé, il apparaît que le niveau de fermeture calculé est surestimé.

De plus, lorsque l'on fait varier la taille du défaut initial, la valeur maximale des profils de fermeture obtenus ne présentent pas de différence significative. Deux exemples de calcul sont représentés à la figure F.2. Sur ces calculs, des cycles 10-300-10 à $R = 0$ ont été appliqués. Ces résultats rejoignent les conclusions proposées par **Clung et Sehitoğlu (1989)**. Cependant, des écarts ont été observés en appliquant des cycles sans temps de maintien de fréquence plus élevée (cycles 1-1). Dans ce cas, on peut supposer que la présence du temps de maintien permet une redistribution plus rapide des contraintes à la pointe de la fissure.

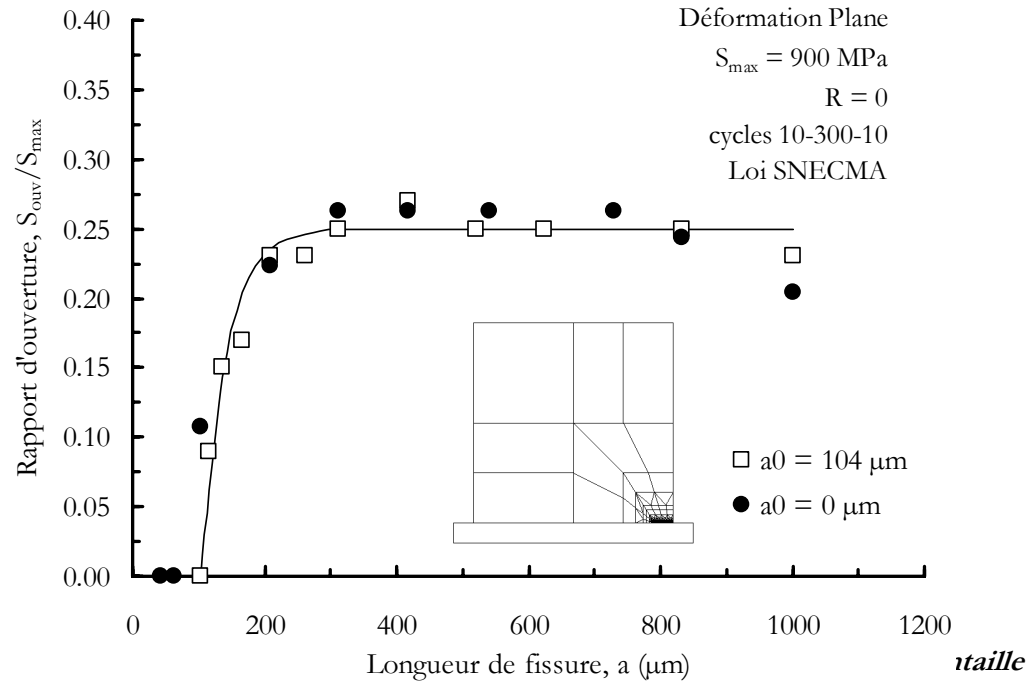


Figure F.
 (loi SNECMA, cycle 10-300-10)

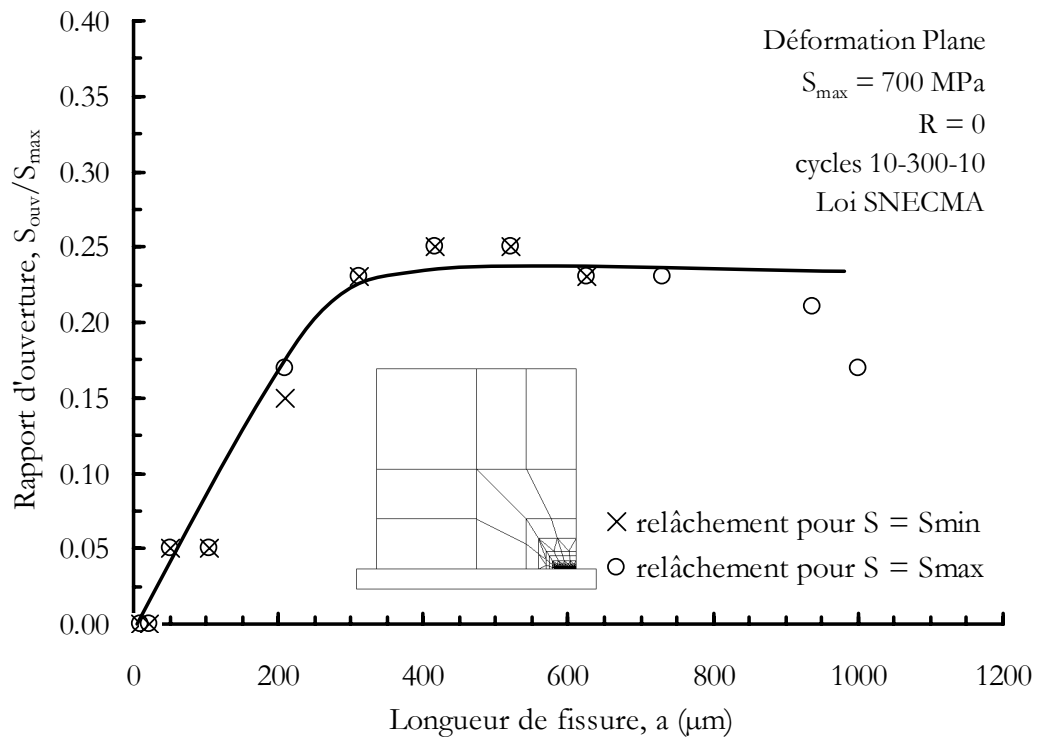


Figure F.48 : influence d'un relâchement des nœuds à la charge maximale ou minimale

Enfin, nous avons représenté à la figure F.3, les résultats de calculs obtenus en faisant varier l'instant à partir duquel le nœud est relâché dans le cycle. Deux cas de figure ont été envisagés : un relâchement à la charge S_{\max} ou à la charge S_{\min} . On remarque que le niveau de fermeture calculé est quasi identique. Cependant, ces résultats ont été obtenus en appliquant 3 cycles entre les relâchements. Si un nombre de cycles inférieur est appliqué, il est possible de calculer un niveau de fermeture supérieur en libérant les nœuds à la charge minimale. Bien que, d'un point de vue physique, l'avancée de la fissure se produise principalement lorsque la charge appliquée est maximale, nous avons préféré libérer les nœuds à la charge minimale pour faciliter la convergence des calculs.

F.2 COMPARAISONS AVEC LES RESULTATS DE POMMIER (1995)

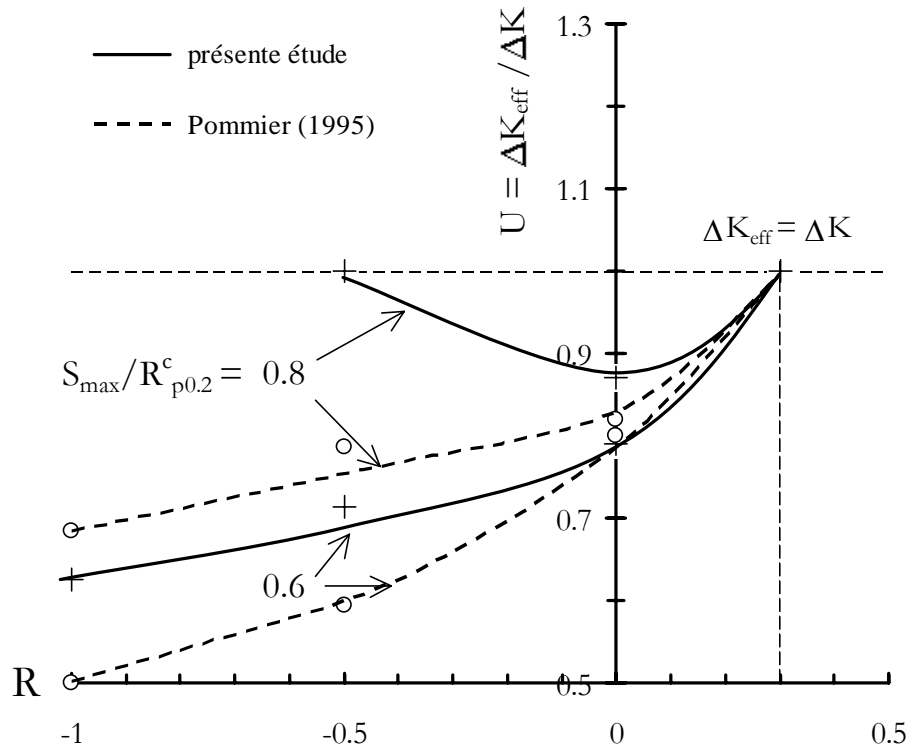


Figure F.49 : comparaisons des résultats obtenus sur une éprouvette sans entaille avec ceux de Pommier (1995) pour deux niveaux de chargement

Enfin, les résultats des calculs obtenus sur une éprouvette sans entaille en appliquant des cycles 10-300-10 ont été comparés avec ceux obtenus par **Pommier (1995)**, pour deux niveaux de chargements ($S_{\max} = 900$ MPa et 700 MPa). Les niveaux de fermeture que nous avons calculés semblent inférieurs à ceux de cette étude. Il s'agit probablement d'un effet lié au type de loi de comportement utilisée, car les calculs de Pommier ont été réalisés avec une loi SNECMA de nature fortement isotrope. Cette comparaison souligne le rôle important de l'écrouissage sur les calculs de fermeture.

F.3 CALCULS DU COEFFICIENT DE FERMETURE U ET DU RAPPORT K_{OUV}/K_{MAX} DANS LES EPROUVETTES ENTAILLEES

Ce paragraphe présente les méthodes de calcul du coefficient de fermeture $U = \Delta K_{eff}/\Delta K$ et du rapport d'ouverture K_{ouv}/K_{max} dans une éprouvette entaillée symétrique. Deux techniques peuvent être utilisées. La première technique a été proposée par **Pommier (1995)**. Le calcul de K_{ouv}/K_{max} s'obtient alors en calculant pour chaque valeur de la charge appliquée S_{ouv} , le profil de contraintes correspondant dans l'éprouvette non fissurée. On détermine ensuite, à partir de ces profils, les valeurs de K_{ouv} et K_{max} qui sont liées à ce niveau d'ouverture, en utilisant les méthodes de calcul du FIC présentées au chapitre VII. On peut ainsi montrer que dans les éprouvettes entaillées le rapport K_{ouv}/K_{max} est différent du rapport S_{ouv}/S_{max} . Pour comparer ces deux types de profil, on se rapportera au chapitre VIII de ce mémoire. Dans l'approche adoptée, nous avons utilisé un paramètre plus simple, le coefficient de fermeture U. Celui-ci a été défini par **Elber (1970)** de la façon suivante:

$$U = \frac{\Delta K_{eff}}{\Delta K} = \frac{S_{max} - S_{ouv}}{S_{max} - S_{min}} \quad (F.1)$$

Initialement utilisée par Elber sur des éprouvettes sans entaille où le chargement est uniforme et de nature élastique, nous pouvons montrer que cette relation reste vraie sur les éprouvettes entaillées symétriques dans la mesure où la plasticité est confinée. Pour cela, nous avons déterminé un facteur de forme F lié à la géométrie de l'éprouvette sous la forme, $\Delta K(a) = \Delta S \cdot \sqrt{\pi a} \cdot F(a)$. Plusieurs auteurs ont tenté de donner une expression analytique de ce facteur sur une éprouvette entaillée. **Smith et Miller (1977)**, **Lukas (1987)** et **Kujawski (1991)** ont déterminé une fonction de forme analytique qui prend en compte un gradient de contraintes. Les résultats obtenus semblent, d'une manière générale, être bien vérifiés lorsque la fissure est petite, mais sont moins bien corrélés lorsque la fissure sort de la zone d'influence de l'entaille. L'inconvénient de ces méthodes est de ne prendre en compte que des profils de contraintes élastiques en fond d'entaille. Nous avons donc choisi de déterminer une fonction de forme qui prenne en compte le profil de contraintes viscoplastiques que nous avons calculées au chapitre VI et qui s'applique sur une fissure semi-circulaire. Le facteur de forme calculé sur 2 niveaux de charges ($S_{max} = 700$ et 900 MPa) est représenté à la figure F.5. Nous avons fait varier arbitrairement la charge minimale appliquée de manière à avoir une charge nulle ($S_{min} = 0$) ou bien une charge valant $0.22 S_{max}$. Sur la figure F.5, on constate que, pour chaque niveau de charge imposé, le facteur de forme ne varie pas en changeant $\Delta S = S_{max} - S_{min}$. En revanche, il semble que les résultats soient différents d'un niveau à l'autre. Nous pouvons supposer que cet effet est lié à la plasticité en fond d'entaille. Cependant, l'écart entre le facteur de forme obtenu pour $S_{max} = 900$ MPa (1.105) et celui obtenu pour $S_{max} = 700$ MPa (1.140) ne dépasse pas 5 %. Les conclusions que nous avons pu tirer de ces résultats restent valables pour d'autres amplitudes de charge appliquée, ΔS et d'autres rapports de charge. Compte tenu de l'existence du rapport de forme dans les éprouvettes entaillées, la relation F.1 sera également vérifiée sur cette géométrie d'éprouvette.

A titre de comparaison, un exemple de calcul du coefficient de fermeture U est représenté à la figure F.6 en utilisant les deux méthodes que nous venons de présenter. D'après cette figure, ces méthodes conduisent à des résultats identiques. Cette conclusion est également valable pour des rapports de charge négatifs.

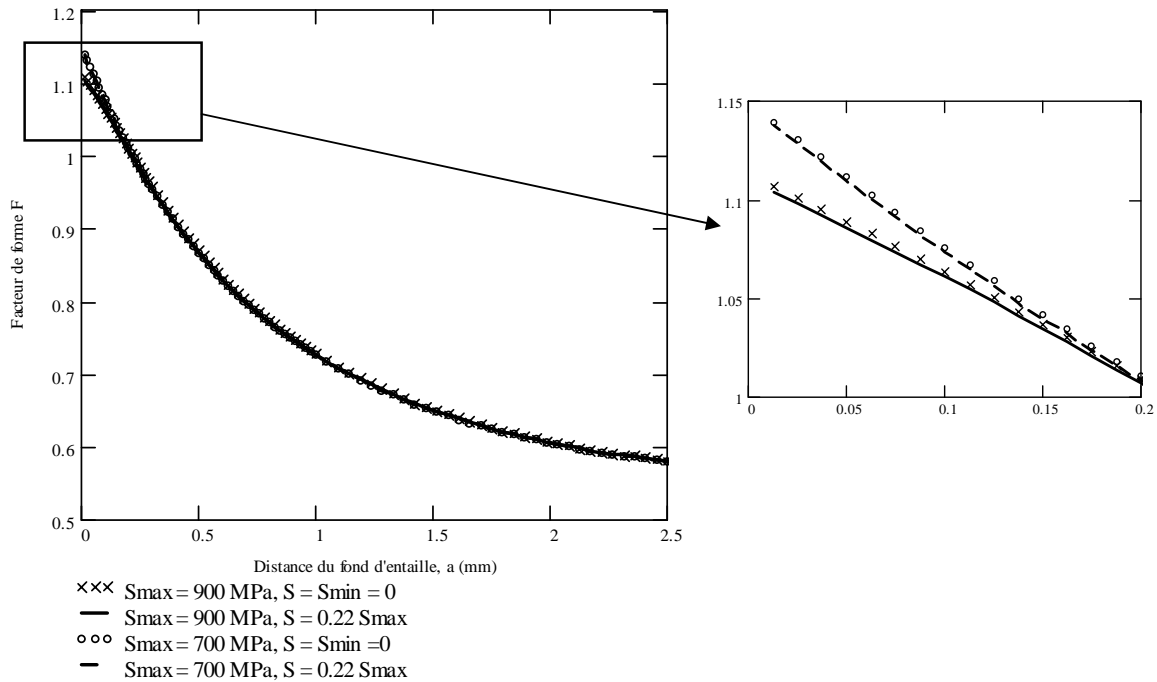


Figure F.50 : facteur de forme F calculé dans une éprouvette entaillée symétrique

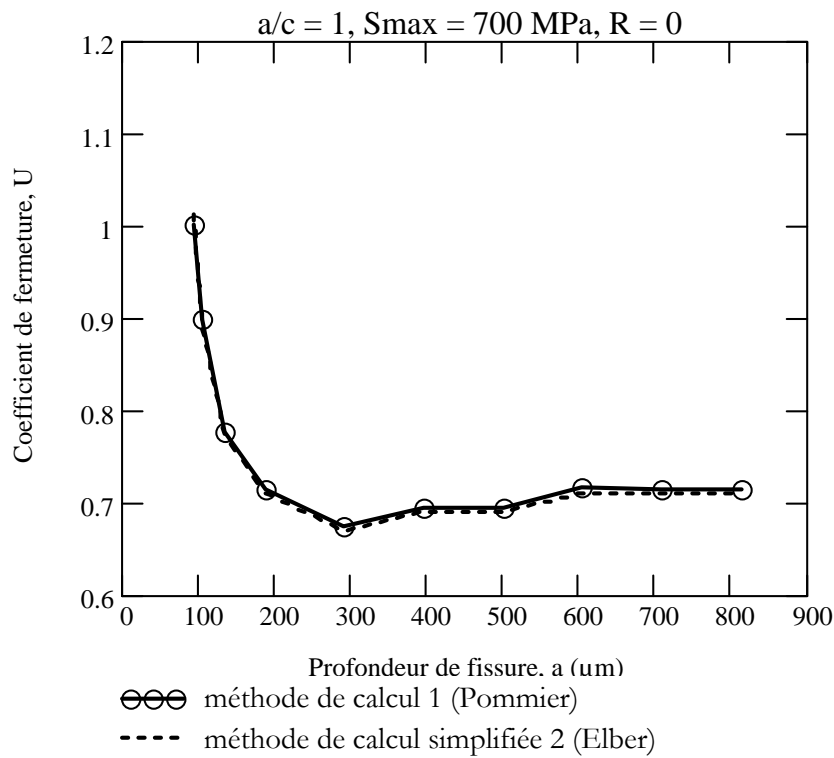


Figure F.51 : comparaison du calcul du coefficient de fermeture U à partir de deux méthodes différentes

ANNEXE G : Compléments sur le modèle de fermeture de fissure de Newman

G.1 IMPLEMENTATION DU MODELE DE DUGDALE-BARENBLATT MODIFIE PAR NEWMAN POUR LA FERMETURE

G.1.1 Le modèle de Newman (1981)

Le problème est divisé en trois régions. La région 1 est la zone où le matériau est élastique. Les régions 2 et 3 sont modélisées par des bandes de position x , de largeur $2w$ et de longueur L , comme le représente la figure G.1. Le déplacement des lèvres en mode d'ouverture est défini, sur chaque bande i , par V_i . De plus, on suppose que, dans une bande, la contrainte et la largeur sont constantes. La région 2 est la zone plastique en pointe de fissure. Elle est constituée de 10 bandes dont la largeur $2w$ est d'autant plus faible que l'on se rapproche de la pointe de la fissure. Ce choix est nécessaire si l'on souhaite avoir une représentation satisfaisante de la zone plastique cyclique réversible lorsque $S = S_{\min}$, qui est inférieure au quart de la zone plastique lorsque $S = S_{\max}$. Enfin, la région 3 est composée des bandes laissées par l'avancée de la fissure (1 bande = 1 avancée de fissure) dont la longueur va dépendre des contraintes de compression rencontrées à la fermeture de la fissure.

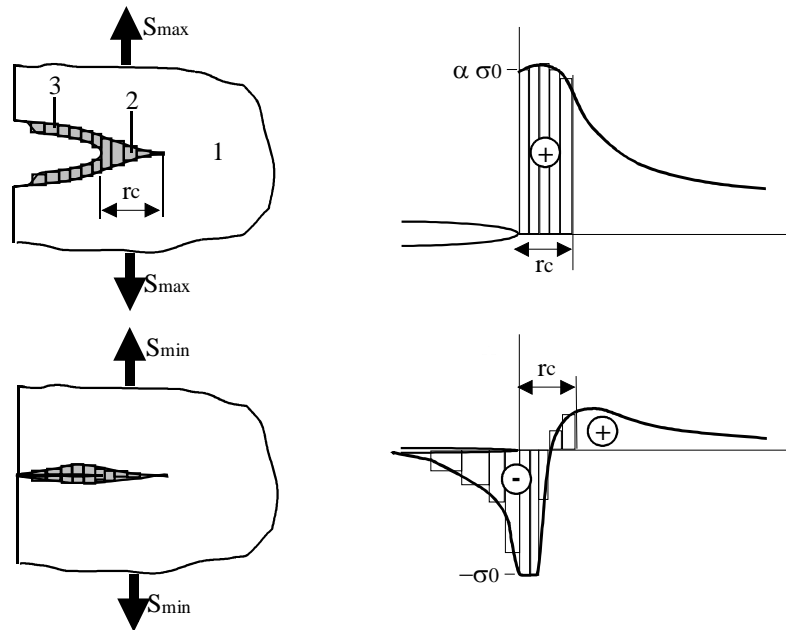
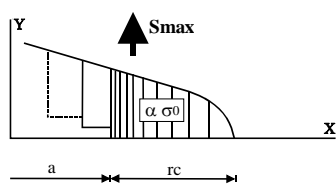
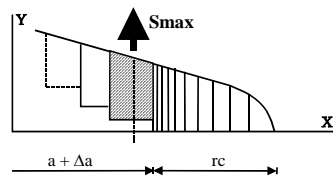
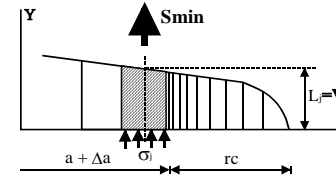


Figure G.1 : le modèle de bandes étirées de Newman (1981)

Le calcul du modèle passe par quatre étapes distinctes qui sont résumées dans le tableau G.1. Dans ce tableau, L représente la longueur d'une bande, V son déplacement, x l'abscisse, 2w sa longueur et Δa, l'avancée de la fissure.

Etape de calcul	Interprétation physique	Traduction mathématique
<p>-1- <u>Mise en charge</u> (S = S_{max})</p>	 <p>1- La taille de zone plastique, rc, discrétisée en 10 bandes (k bandes sur toute la longueur de la fissure), est calculée pour une fissure de longueur a.</p> <p>2- Ces 10 bandes écrouies ont atteint la limite d'écoulement α σ0. Leur longueur à l'état écroui est donc calculée.</p>	$K_S(a+r_c) + K_{\sigma_0}(a+r_c) = 0$ $L_i = V_i(a+r_c) \quad (i = 1 \text{ à } 10)$
<p>-2- <u>Avancée de la fissure, Δa</u> (S = S_{max})</p>	 <p>1- Un k+1^{ème} élément est créé derrière la pointe de la fissure, de longueur L_{k+1} et de largeur Δa que nous avons fixée à : Δa = 0.04 rc (correspondant au 3 premières bandes de la zone plastique de longueur L₈, L₉ et L₁₀, respectivement)</p> <p>2- La taille de la zone plastique et la longueur des bandes dans cette zone sont recalculées en prenant une fissure de longueur a+Δa.</p>	$L_{k+1} = (w_{10} L_{10} + w_9 L_9 + w_8 L_8) / (w_{10} + w_9 + w_8)$ $2.w_{k+1} = \Delta a$ $K_S(a + \Delta a + r_c) + K_{\sigma_0}(a + \Delta a + r_c) = 0$
<p>-3- <u>Décharge-fissure</u> (S = S_{min})</p>	 <p>1- On calcule la contrainte locale, σ_j, sur chaque bande j laissée sur les lèvres de la fissure</p> <p>2- On impose les conditions d'écrouissage du matériau : - dans la zone plastique, en traction et en compression - sur les lèvres de la fissure, en compression seulement. La contrainte locale ne peut pas être positive sur les lèvres.</p> <p>3- La longueur des bandes écrouies en compression au cours de ce calcul, est déterminée de nouveau.</p>	<p>Résolution d'un système à k+1 inconnues, σ_i:</p> $L_i = \sum_{j=1}^{k+1} V_j(a + r_c, \sigma_j) \quad (i = 1 \text{ à } k+1)$ <p>Dans la zone plastique :</p> <p>Si σ_i < -σ₀ alors σ_i = -σ₀ Si σ_i > α.σ₀ alors σ_i = α.σ₀ Sur les lèvres :</p> <p>Si σ_i < -σ₀ alors σ_i = -σ₀ Si σ_i > 0 alors σ_i = 0</p> $L_i = \sum_{j=1}^{k+1} V_j(a + r_c, \sigma_j)$ <p>pour l'élément i où la limite d'écrouissage en compression est atteinte</p>

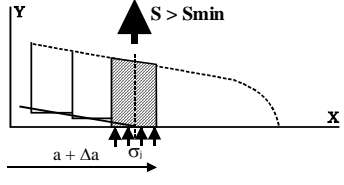
<p>-4- <u>Nouveau chargement</u> (calcul de l'ouverture de la fissure)</p>	 <p>1- En supposant qu'aucun écrouissage n'intervienne avant l'ouverture totale de la fissure et que le matériau est élastique devant la pointe de fissure, alors la charge appliquée S agit sur une fissure élastique de longueur a, au lieu de $a+r_c$. Pour supprimer la contrainte locale dans la bande j et donc ouvrir la fissure en ce point, le déplacement $V(S_0, a)$ dû à la charge S_0 est égal à celui dû à toutes les contraintes résiduelles σ_j à la charge S_{min} sur la fissure de longueur a. On détermine ainsi la charge d'ouverture de la bande i sur les lèvres, S_0.</p> <p>2- La charge d'ouverture finale est la plus grande charge S_0 obtenues parmi toutes les bandes sur les lèvres de la fissure.</p>	<p>$V_{S_0}(x_i, a) - V_{S_{min}}(x_i, a) = V_{\sigma}(x_i, a)$ pour $i = 11$ à $k+1$</p> <p>$S_{ouv} = \max(S_0)$</p>
--	---	--

Tableau G.1 : les grandes étapes de résolution dans le modèle de Newman (1981)

Ces quatre étapes sont nécessaires à la création d'une nouvelle bande derrière la pointe de la fissure, ce qui correspond à une avancée de fissure. Pour avoir la fermeture de fissure en fonction de la longueur de fissure, on réalise ces quatre étapes de façon itérative. Pour éviter d'avoir un trop grand nombre de bandes (20-25) au-delà d'une certaine longueur de fissure, Newman a proposé une procédure numérique visant à fondre deux bandes adjacentes agissant loin de la pointe, en une seule. Le critère est le suivant : si $x_{j+1} + 2 \cdot (w_j + w_{j+1}) < a$, alors un nouvel élément est créé, somme de ces deux bandes et de longueur $L = (w_j L_j + w_{j+1} L_{j+1}) / (w_j + w_{j+1})$.

G.1.2 Introduction des méthodes de fonctions de poids

Wang et Blom (1991) et **Daniewicz et al. (1994)** ont généralisé le modèle 2D modifié par Newman en utilisant la théorie des fonctions de poids. L'intérêt de cette méthode est la possibilité d'étudier un grand nombre de géométries d'éprouvette et de fissure. L'expression du FIC à partir de cette méthode a été présentée au chapitre VII. Dans cette approche, nous nous intéressons plus particulièrement au déplacement des lèvres de la fissure dont nous rappelons l'expression :

$$V(a, x) := \frac{1}{E} \int_x^a K(a) \cdot m(a, x) da \quad (G.1)$$

Le modèle proposé repose sur le principe de superposition que nous avons présenté, le déplacement réel des lèvres de la fissure à l'abscisse x_i étant alors la somme du déplacement de deux problèmes élastiques :

$$V(x_i, a) = V_i(a) = V_S(x_i, a) + V_{\sigma}(x_i, a) \quad \text{où dans cette expression :}$$

$$V_S(x, a) := \frac{1}{E} \int_x^a K_S(a) \cdot m(a, x) da \quad \text{représente le déplacement dû à la charge appliquée } S(x).$$

$$V_{\sigma}(x, a) := - \sum_{j=1}^n \sigma_j \cdot V_{\sigma}(x, a, x_j) \quad \text{représente le déplacement de la lèvre à l'abscisse } x, \text{ dû à toutes les contraintes résiduelles } \sigma_j \text{ laissées sur chaque bande des lèvres de la fissure, d'abscisse } x_j.$$

Dans cette dernière expression, le déplacement de la lèvre à l'abscisse x lorsqu'une contrainte unité ($\sigma = 1$ MPa) est appliquée sur la bande d'abscisse x_0 et de largeur $2w$ est :

$$V_{\sigma}(x, a, x_0) := \frac{1}{E} \int_x^a \left(\int_{x_0-w}^{x_0+w} m(a, x) dx \right) \cdot m(a, x) da$$

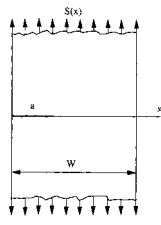
(G.2)

Le déplacement total, tel qu'il est pris en compte dans le modèle, s'écrit donc :

$$V_i := VS(x_i, a) - \sum_{j=1}^n \sigma_j \cdot V\sigma(x_i, a, x_j) \quad (G.3)$$

\bar{E} représente le module de Young, E , en Contrainte Plane et $E/(1-\nu^2)$ en Déformation Plane. Un grand nombre de fonctions de poids peuvent être utilisées dans ce modèle. Les fonctions de poids pour les éprouvettes SENT, CCT et CT sont rappelées ici :

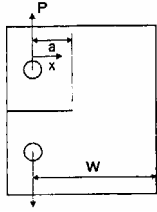
• Eprouvette SENT (Daniewicz et al., 1994) :



$$\begin{aligned} m_{fec1}(y) &:= Afec1 + Bfec1 \cdot (y)^2 + Cfec1 \cdot (y)^6 & m_{fec2}(y) &:= Afec2 + Bfec2 \cdot (y)^2 + Cfec2 \cdot (y)^6 \\ Afec1 &:= 0.6147 & Bfec1 &:= 17.1844 & Cfec1 &:= 8.7822 \\ Afec2 &:= 0.2502 & Bfec2 &:= 3.2899 & Cfec2 &:= 70.0444 \end{aligned}$$

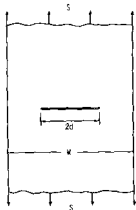
$$h(x, a, t) := \left[1 + m_{fec1}\left(\frac{a}{t}\right) \cdot \left(1 - \frac{x}{a}\right) + m_{fec2}\left(\frac{a}{t}\right) \cdot \left(1 - \frac{x}{a}\right)^2 \right] \quad m(x, a, t) := \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot (a - x)}} \cdot h(x, a, t)$$

• Eprouvette CT (Wang et Blom, 1991) :



$$\begin{aligned} f(\alpha, A) &:= \sum_{i=0}^7 A_i \cdot \alpha^i & \phi(\alpha, A) &:= \sum_{i=0}^7 \sum_{j=0}^7 \frac{A_i \cdot A_j}{i+j+2} \cdot \alpha^{i+j} & A &:= \begin{bmatrix} -1.055 \\ 44.167 \\ -344.81 \\ 1519.85 \\ -3911.57 \\ 5969.82 \\ -4984.28 \\ 1777.33 \end{bmatrix} \\ \beta_1(\alpha, A) &:= 2 \cdot f(\alpha, A) \cdot \sqrt{\alpha} \\ \beta_2(\alpha, A) &:= 4 \cdot \left(\frac{d}{d\alpha} f(\alpha, A) \right) \cdot \sqrt{\alpha} + \left[2 \cdot f(\alpha, A) + \frac{3}{2} \cdot \left(5 \cdot \frac{\pi}{\sqrt{2}} \cdot \phi(\alpha, A) - \frac{20}{3} \cdot f(\alpha, A) \right) \right] \cdot \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \\ \beta_3(\alpha, A) &:= \left[\left(\frac{5 \cdot \pi}{\sqrt{2}} \right) \cdot \frac{d}{d\alpha} \phi(\alpha, A) - \frac{20}{3} \cdot \left(\frac{d}{d\alpha} f(\alpha, A) \right) \right] \cdot \frac{1}{\sqrt{\alpha}} - \frac{1}{2} \cdot \left(5 \cdot \frac{\pi}{\sqrt{2}} \cdot \phi(\alpha, A) - \frac{20}{3} \cdot f(\alpha, A) \right) \cdot \frac{1}{\alpha \cdot \sqrt{\alpha}} \\ h(x, a, t) &:= \frac{\sqrt{a-x}}{\sqrt{a} \cdot f\left(\frac{a}{t}, A\right)} \cdot \left[\beta_1\left(\frac{a}{t}, A\right) \cdot \left(\frac{a-x}{t}\right)^{\frac{-1}{2}} + \beta_2\left(\frac{a}{t}, A\right) \cdot \left(\frac{a-x}{t}\right)^{\frac{1}{2}} + \beta_3\left(\frac{a}{t}, A\right) \cdot \left(\frac{a-x}{t}\right)^{\frac{3}{2}} \right] & m(x, a, t) &:= \frac{h(x, a, t)}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot (a - x)}} \end{aligned}$$

• Eprouvette CCT (Wang et Blom, 1991) :



$$h(x, a, t) := 2 \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{\frac{a}{a+x}} \cdot \left(1 + \frac{\pi}{2 \cdot t} \cdot \tan\left(\pi \cdot \frac{a}{t}\right) \cdot \frac{a^2 - x^2}{a} \right) \quad m(x, a, t) := \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot (a - x)}} \cdot h(x, a, t)$$

G.1.4 Introduction de l'exposant d'écrouissage du matériau

Initialement dans le modèle de Newman, le matériau est supposé avoir un comportement parfaitement plastique. Cette hypothèse réduit donc l'utilisation de ce modèle si l'on souhaite l'appliquer à des matériaux industriels, comme l'alliage N18, qui présentent un écrouissage important. De plus, la difficulté du modèle de Newman réside dans la détermination du coefficient de confinement plastique α , dont la définition est donnée au chapitre VIII (paragraphe VIII.4) et qui modifie significativement le niveau de fermeture. **Wang et al. (1998)** ont donc proposé très récemment de prendre en compte dans ce modèle l'exposant d'écrouissage du matériau, n , tel que : $\varepsilon_p = \kappa \cdot \sigma^n$. De plus, l'épaisseur de l'éprouvette, notée B , est prise en compte pour ne pas avoir à déterminer préalablement le coefficient de confinement plastique. Les modifications de Wang et al. (1998) portent sur la valeur de la contrainte dans chaque bande de la zone plastique lorsque la charge appliquée vaut S_{max} . Initialement, dans le modèle de Newman, cette contrainte est constante et vaut $\alpha \cdot \sigma_0$. Pour ces auteurs, en revanche, cette contrainte est différente dans les 10 bandes de la zone plastique et s'écrit sous la forme :

$$\sigma_{yy}(x) = M(x, a, r_c, B, n) \cdot \sigma_0 \quad (G.4)$$

M est une fonction analytique dont l'expression est donnée par :

$$\begin{aligned} M(x, a, r_c, B) &:= \frac{W(x, a, r_c)}{N(x, a, r_c, B)} & W(x, a, r_c) &:= \left(\frac{r_c}{x - a} \right)^{\frac{1}{n+1}} \\ N(x, a, B, r_c) &:= \sqrt{(1 + L(x - a, r_c))^2 \cdot (Tb(x - a, r_c, B) - 1) \cdot Tb(x - a, r_c, B) + (L(x - a, r_c) - 1) \cdot L(x - a, r_c) + 1} \\ L(a, r, r_c) &:= 0.611 \cdot \left(\frac{r_c - r}{r_c} \right) + \frac{r}{r_c} \quad \text{if } a \leq r \leq r_c & Tb(r, r_c, B) &:= v(r, r_c) \cdot F\left(\frac{r}{B}\right) \cdot \left(1 - \frac{2}{1 + h\left(\frac{r}{B}\right)} + \frac{1}{1 + 2 \cdot h\left(\frac{r}{B}\right)} \right) \\ h(x) &:= 0.94 \cdot x^{-0.58} & F(x) &:= 1 + 1.218 \cdot \sqrt{x} + 0.395 \cdot x + 0.361 \cdot x^{\frac{3}{2}} \\ v(r, r_c) &:= 0.5 \cdot \left[1 - (1 - 2 \cdot v) \cdot \left(\frac{r}{r_c} \right)^m \right] & m &:= \frac{n - 1}{2.3 \cdot n + 1} \end{aligned}$$

Lorsque la charge vaut S_{min} , on fait l'hypothèse que la contrainte est constante dans chaque bande que la limite d'élasticité en compression vaut $-\sigma_0$. Cette hypothèse pourrait également évoluer vers une solution plus réaliste.

G.1.5 Analyse algorithmique et implémentation du modèle

L'analyse algorithmique du modèle est détaillée dans Wang et Blom (1991) et Daniewicz et al. (1994). Nous nous sommes largement appuyés sur ces articles pour implémenter ce modèle. L'implémentation numérique est nécessaire, car le modèle repose sur un calcul en boucle où une avancée de fissure Δa est réalisée à chaque boucle. L'implémentation a été réalisée sur le logiciel de calcul Mathcad version 8 et les calculs ont été menés sur un simple PC Pentium II de capacité 333 Mhz.

G.2 VALIDATIONS NUMERIQUES

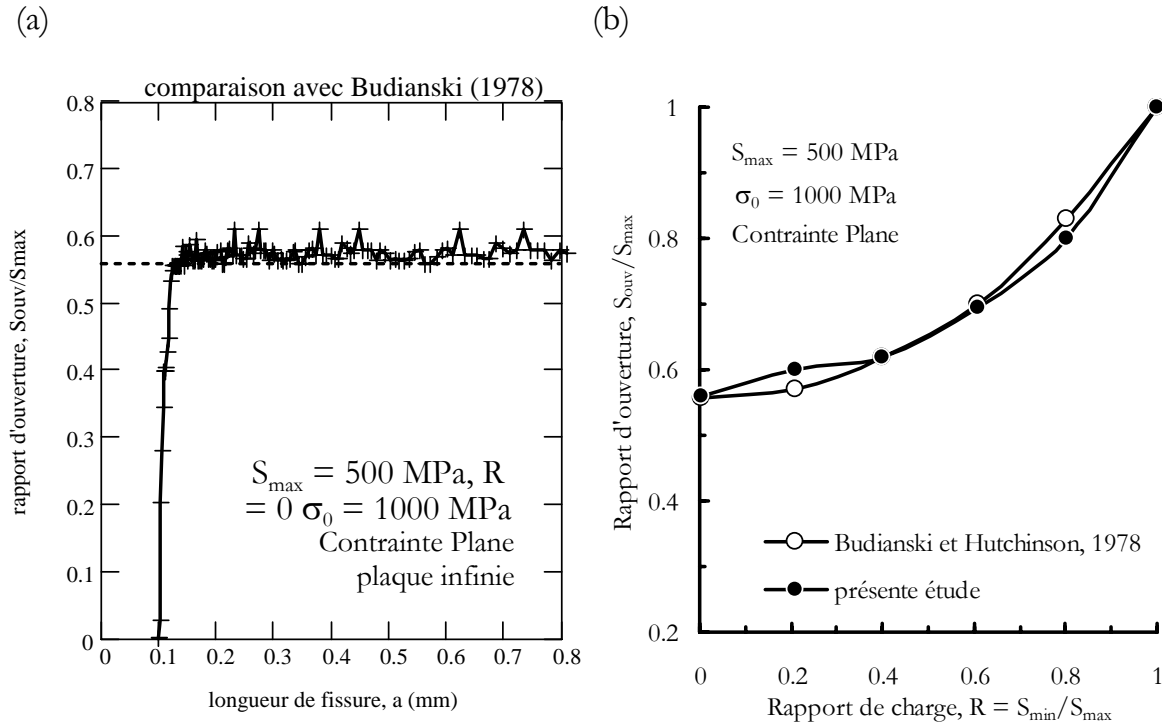


Figure G.3 : comparaison de l'implémentation du modèle de Newman dans cette étude avec la solution exacte de Budianski et Hutchinson (1978) représentée en trait interrompu – Effet du rapport de charge sur la fermeture -

Nous avons validé l'implémentation numérique du modèle de Newman, réalisée au cours de cette étude, à partir de deux références. La première comparaison a été obtenue à partir de la solution exacte donnée par Budianski et Hutchinson (1978) d'une fissure en Contrainte Plane dans une plaque infinie. Pour modéliser ce problème, nous avons utilisé une géométrie d'éprouvette CCT de dimension très supérieure ($t = 1000$ mm) devant celle de la fissure (< 1 mm). Le matériau est supposé parfaitement plastique. La charge appliquée est $S_{max} = 500$ MPa et la limite d'élasticité est fixée à $\sigma_0 = 1000$ MPa. La comparaison de ce modèle avec les résultats que nous avons obtenus est faite à la figure G.3. Sur cette figure, l'effet du rapport de charge R a été plus particulièrement étudié. Les niveaux d'ouverture présentent un écart inférieur à 5 % entre notre étude et celle de Budianski et Hutchinson, pour chaque rapport de charge.

Nous avons également comparé nos résultats à ceux obtenus par Daniewicz et al. (1994). Sur cet exemple, les effets d'une contrainte résiduelle, de la forme $R(x)$, sur le chargement appliqué ($S(x) = S_{max} + R(x)$) ont été étudiés. Trois cas de figure ont été représentés à la figure G.4. Sur cette figure, la charge appliquée S_{max} vaut 690 MPa et le rapport de charge a été imposé à $R = 0$. Le matériau est supposé parfaitement plastique de limite d'élasticité 1482.5 MPa. Les calculs ont été menés avec un coefficient de confinement plastique, au sens de Newman, valant $\alpha = 2$.

Les résultats que nous avons obtenus avec cette modélisation, semblent légèrement inférieurs à ceux de Daniewicz et al. (1994). Cependant, les écarts obtenus entre ces deux modélisations ne sont pas réellement significatifs. Nous pouvons supposer que cette différence est essentiellement due au fait que ces auteurs ont fixé l'avancée de la fissure à $\Delta a = 0.1 r_c$ (r_c est la taille de la zone plastique) alors que, dans notre cas, cette valeur a été prise égale à $\Delta a = 0.14 r_c$ correspondant à la rupture des 5 premières

bandes modélisant la zone plastique. Dans des articles ultérieurs **Daniewicz (1998)** a proposé une avancée de fissure de $0.04 r_c$ permettant une meilleure modélisation. Cette valeur est très proche de celle imposée par Wang et Blom (1991) ($0.04 r_c$) et par Newman (1981) ($0.05 r_c$). Nous avons fait également ce choix, correspondant à la rupture des 3 premières bandes de la zone plastique, pour tous les calculs présentés dans ce mémoire.

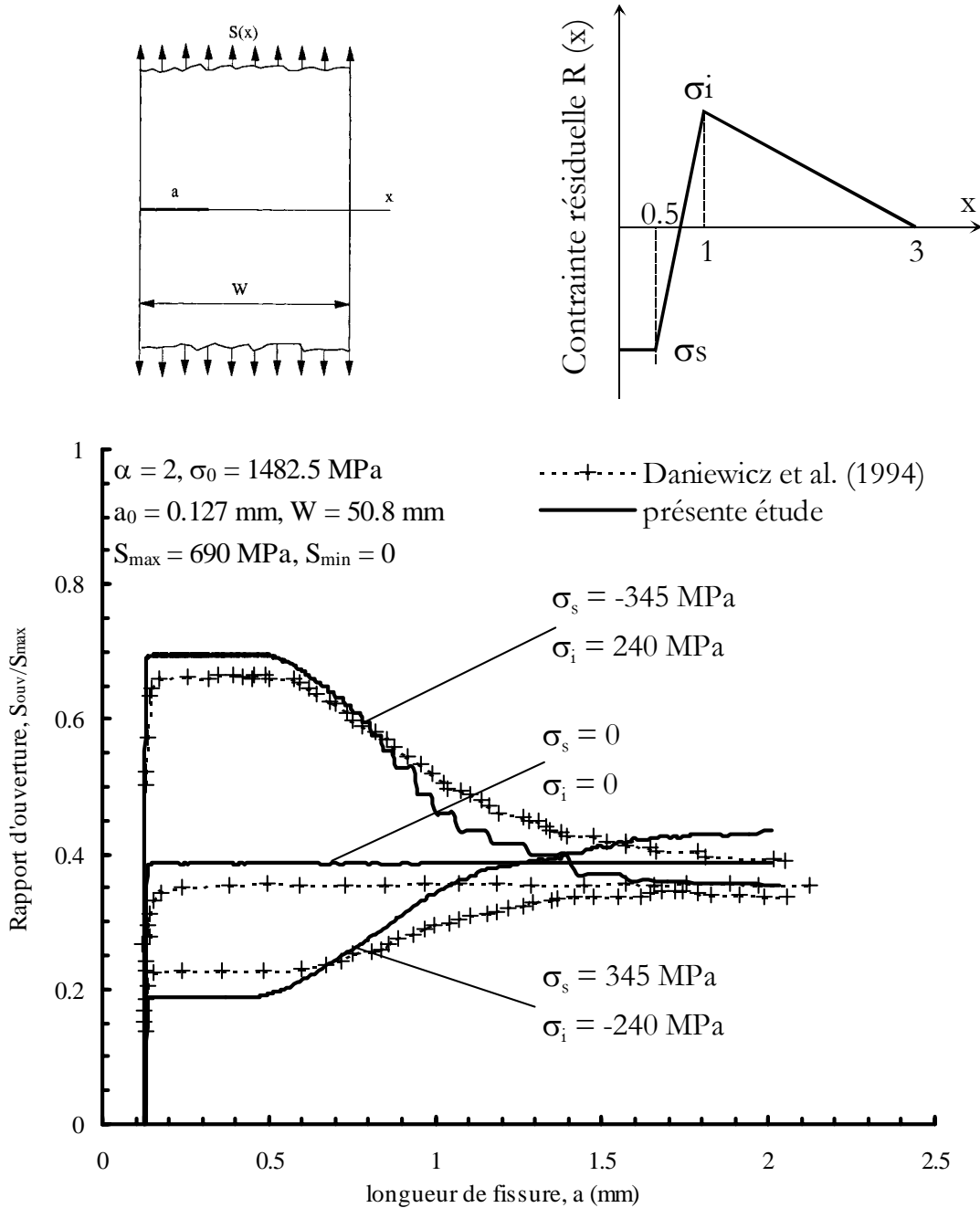


Figure G.4 : comparaison de l'implémentation de cette étude avec celle de Daniewicz et al. (1994) – Effet de contraintes résiduelles sur la fermeture de fissure -

Bibliographie des annexes

- [1] **ALLAIS L., BORNERT M., BRETHERAU T. and CALDEMAISON D.**
Experimental characterization of the local strain field in a heterogeneous elastoplastic material
Acta Metall. Mater., 49, (1994) pp. 3865-3880
- [2] **ATTWOOD D. G. and HAZZLEDINE P. M.**
A fiducial grid for high-resolution metallography
Metallography, 9, (1976) pp. 483-501
- [3] **BUDIANSKI B. and HUTCHINSON J. W.**
Analysis of closure in fatigue crack growth
J. appl. Mech. 45, (1978) pp. 267-276
- [4] **CHABOCHE J.L. et LEMAITRE J.**
Mécanique des matériaux solides
Dunod, Bordas, Paris, (1985) 532 p
- [5] **CHABOCHE J.L. et JUNG O.**
Application of a kinematic hardening viscoplasticity model with thresholds to the residual stress relaxation
Int. J. of Plasticity, 13, n°10, (1998) pp. 785-807
- [6] **CHASSAIGNE J.C.**
Fissuration à hautes températures du superalliage base nickel N18 élaboré par métallurgie des poudres, étude du couplage mécanique-environnement en pointe de fissure.
Thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris – (1997)
- [7] **CHEN D., NISITANI H. and MORI K.**
Stress intensity factors of a semi-infinite plate having a semi-elliptical notch with a crack under tension
Trans. Japan Soc. Mech. Engrs., 55, n°512 (1989) pp. 948-953
- [8] **CHOI H. C. and SONG J. H.**

FINITE ELEMENT ANALYSIS OF CRACK CLOSURE BEHAVIOUR OF FATIGUE CRACKS IN RESIDUAL STRESS FIELDS
Fatigue and Fract. of Engng Materials and Structures, 18, n°1, (1995) pp. 105-117
- [9] **CLAD T.**
Microstructures et propagation de fissures dans la soudure par friction – inertie de l'alliage N18
Thèse doctorat de l'Ecole des Mines de Paris, (1996)
- [10] **Mc CLUNG R. C.**
Finite element analysis of specimen geometry effects on fatigue crack closure
Fatigue and Fract. of Engng Materials and Structures, 17, n°8, (1994) pp. 861-872
- [11] **Mc CLUNG R. C. and SEHITOGLU H.**
On the finite element analysis of fatigue crack closure. Part 1 and 2

- Engng Fracture Mech., 33, n°2, (1989) pp. 237-272
- [12] **Mc CLUNG R. C., TACKER B. H. and ROY S.**
On the finite element analysis of fatigue crack closure. Part 1 and 2
Engng Fracture Mech., 33, n°2, (1990) pp. 237-272
- [13] **Mc CLUNG R. C.**
A simple model for fatigue crack growth near stress concentration
Trans. of ASME, 113, november , (1991) pp. 542-548
- [14] **DANIEWICZ S. R.**
A modified strip yield model for prediction of plasticity induced closure in surface flaws
Fatigue Fract. Engng Mat. Struct., 21, (1998) pp. 885-901
- [15] **DANIEWICZ S.R., COLLINS J.A. and HOUSER D.R.**
An elastic-plastic analytical model for predicting fatigue crack growth in arbitrary edge-cracked 2D geometries with residual stress
Int. J. Fatigue, 16, feb., (1994) pp. 123-133
- [16] **ELBER W.**
Fatigue crack closure under cyclic tension
Engng Frac. Mech., 2, (1970) pp. 37-45
- [17] **FLECK N. A.**
Finite element analysis of plasticity-induced crack closure under plane strain conditions
Engng Frac. Mech., 25, (1986) pp. 441-449
- [18] **HAND R. J.**
Stress intensity factors for penny and half-penny shaped cracks subjected to a stress gradient
Int. J. of Fracture, 57, (1992) pp. 237-247
- [19] **HOCHSTETTER G.**
Propagation des fissures à haute température dans le superalliage N18 pour disques de turbomachine. Interactions entre la nature des sollicitations mécaniques et des effets d'oxydation.
Thèse de doctorat de l'Ecole des Mines de Paris – (1994)
- [20] **KUJAWSKI D.**
Estimations of stress intensity factors for small cracks at notches
Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct., 14, n°10, (1991) pp. 953-965
- [21] **LAUTRIDOU J.C.**
Microstructure du N18 – relation avec les propriétés mécaniques
Séminaire SNECMA –Evolutions microstructurales des superalliages base Nickel lors de cyclages thermiques - Corbeil – (1993)
- [22] **LUKAS P.**
Stress intensity factor for small notch-emanated cracks
Engng Frac. Mech., 26, (1987) pp. 471-473
- [23] **LYORET A. et LAUTRIDOU J.C.**
Note interne SNECMA YKOM1 n° 60310, (1993) 42 p

- [24] **NEWMAN J. C.**
A crack closure model for predicting fatigue crack growth under aircraft spectrum loading
ASTM STP 748, (1981) pp. 53-84
- [25] **NEWMAN, Jr J. C. and ARMEN HARRY, JR**
Elastic-plastic analysis of a propagating crack under cyclic loading
5th structural dynamics and Materials Conference, Las Vegas, AIAA/ASME/SAE (1974)
- [26] **NEWMAN, Jr, J.C. and RAJU S.R.**
An empirical stress-intensity factor equation for the surface crack
Engng Fracture Mechanics, 15, n° 1-2, (1981) pp. 185-192
- [27] **OJHI K., OGURA K. and OHKUBO Y.**
CYCLIC ANALYSIS OF A PROPAGATING CRACK AND ITS CORRELATION WITH FATIGUE CRACK GROWTH
Engng Fract. Mech., 7, (1975) pp. 457-464
- [28] **OJHI K. and OGURA K.**
FEM ANALYSIS OF CRACK CLOSURE DAN DELAY EFFECT IN FATIGUE CRACK GROWTH UNDER VARIABLE AMPLITUDE LOADING
Engng Fract. Mech., 9, (1977) pp. 471-480
- [29] **PARK S. J., EARMME Y. Y. and SONG J. H.**
Determination of the most appropriate mesh size for 2-D finite element analysis of fatigue crack closure behaviour
Fatigue and Fract. of Engng Mater. and Struct., 20, n°4, (1997) pp. 533-545
- [30] **PIERRE J.P. et PINEAU A.**
Propagation des fissures de fatigue dans les zones de concentrations de contraintes dans l'alliage N18
Rapports SNECMA, Lot 96/1 (1996)
- [31] **POMMIER S.**
Amorçage et propagation de fissures courtes en fond d'entaille. Etude du superalliage N18 en fatigue fluage
Thèse de l'Ecole Centrale Paris (1995)
- [32] **POMMIER S.**
Modélisation numérique de la propagation de fissures en fatigue-fluage. Etude du N18 à 650°C.
Rapport de contrat SNECMA (765053E), (1997) 80 p
- [33] **RONGVAUX J.M.**
Fatigue crack growth rate tests on KB2.5 specimens. Friction welding parameters of the cone / shaft weld
étude SNECMA, (1993)
- [34] **SCHMITTBIEL J.M.**
Comportement viscoplastique du N18 à gros grains
Contrat SNECMA/ARMINES lot 7/765050 B (1996) 25 p
- [35] **SMITH F. W., EMERY A. F. and KOBAYASHI A. S.**
Stress intensity factors for semicircular cracks. Part 2 : semi-infinite solid
Trans ASME J. Appl. Mechs, 34-E, (1967) pp. 953-959

[36] SMITH R. A. AND MILLER K. J.

Fatigue cracks at notches

Int. J. Mech Sci., 19, (1977) pp. 11-22

[37] TSUKUDA H., OGIYAMA H. AND SHIRAISHI T.

Fatigue crack growth and closure at high stress ratios

Fatigue and Fract. of Engng Materials and Structures, 18, n°4, (1995) pp. 1503-214

[38] WANG G.S. and BLOM A.F.

A strip model for fatigue crack growth predictions under general load conditions

Engng Fract. Mech., 40, n°3, (1991) pp. 507-533

[39] WANG X. and LAMBERT S.B.

Stress intensity factors for low aspect ratio semi-elliptical surface cracks in finite-thickness plates subjected to non uniform stresses

Engng Fract. Mech., 51, n°4, (1995a) pp. 517-532

[40] WANG X. and LAMBERT S.B.

Stress intensity factors and weight functions for high aspect ratio semi-elliptical surface cracks in finite-thickness plates

Engng Fract. Mech., 57, n°1, (1997a) pp. 13-24

[41] WU J. AND ELLYIN

A study of fatigue crack closure by elastic-plastic finite element analysis for constant-amplitude loading

Int. J. of Fracture, 82, (1996) pp. 43-65

[42] ZHANG X., CHAN A. S. AND DAVIES G. A.

Numerical simulation of fatigue crack growth under complex loading sequences

Engng Fracture Mech., 42, n°2, (1992) pp. 305-321